



Étude de la dynamique plasma dans la filamentation laser induite dans les verres de silice en présence de rétrodiffusion Brillouin stimulée et dans les cristaux de KDP

Jérémie Rolle

► To cite this version:

Jérémie Rolle. Étude de la dynamique plasma dans la filamentation laser induite dans les verres de silice en présence de rétrodiffusion Brillouin stimulée et dans les cristaux de KDP. Optique [physics.optics]. Université Paris Sud - Paris XI, 2014. Français. NNT : 2014PA112195 . tel-01126871

HAL Id: tel-01126871

<https://theses.hal.science/tel-01126871>

Submitted on 6 Mar 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Comprendre le monde,
construire l'avenir®

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD

Spécialité : **Physique**

École Doctorale : **Ondes et Matière**

présentée par

Jérémie ROLLE

Étude de la dynamique plasma dans la filamentation laser induite dans les verres de silice en présence de rétrodiffusion Brillouin stimulée et dans les cristaux de KDP

Thèse soutenue le 26 Septembre 2014 devant le jury composé de :

M. Antoine Bourgeade	Rapporteur	CEA
M. Philippe Delaye	Président	CNRS
M. Guillaume Duchateau	Examineur	CEA
Mme Tatiana Itina	Rapporteur	CNRS
M. Luc Bergé	Directeur de thèse	CEA

Octobre 2011 - Septembre 2014

Résumé

Cette thèse s'intéresse à l'influence d'un plasma non-stationnaire produit par des impulsions laser en régime d'auto-focalisation. Ce phénomène est couplé à des nonlinéarités Brillouin pour des impulsions nanosecondes dans les verres de silice et excite différents canaux d'ionisation dans les cristaux de KDP pour des impulsions femtosecondes. Nous commençons par dériver les équations de propagation des ondes optiques laser et Stokes sujettes à un plasma dynamique. Ensuite, nous présentons des résultats numériques sur la propagation non-linéaire de faisceaux LIL. Ces simulations permettent de valider le système anti-Brillouin adopté pour le LMJ. Puis, nous présentons des résultats théoriques et numériques sur la filamentation d'impulsions nanosecondes opérant dans l'ultraviolet et l'infrarouge. L'influence d'un plasma inertiel est détaillée. Dans une configuration à une onde, une analyse variationnelle reproduit les caractéristiques globales d'un équilibre quasi-stationnaire entre auto-compression Kerr et défocalisation plasma. Toutefois, cet équilibre cesse pour faire place à des instabilités modulationnelles induites par rétroaction du plasma sur l'onde de pompe. Avec de la rétrodiffusion Brillouin, les mêmes instabilités sont retrouvées. Nous montrons que des modulations de phase supprimant la rétrodiffusion Brillouin permettent aussi d'inhiber ces instabilités plasma. Enfin, nous étudions numériquement la dynamique non-linéaire d'impulsions femtosecondes se propageant dans la silice et le KDP. Nous montrons que la présence de défauts impliquant moins de photons pour exciter un électron de la bande de valence vers la bande de conduction promeut des intensités de filamentation plus élevées. Ensuite, nous comparons la dynamique de filamentation dans la silice avec celle dans un cristal de KDP. Le modèle d'ionisation pour le KDP prend en compte la présence de défauts et la dynamique électrons-trous. Nous montrons que la dynamique de propagation dans la silice et le KDP présente des analogies remarquables pour des rapports de puissance incidente sur puissance critique d'auto-focalisation équivalents.

Mots clés : Endommagement laser, Equation NLS, Effet Kerr, Filamentation, Diffusion Brillouin stimulée, Ionisation, Silice, KDP

Abstract

This thesis deals with the role of an inertial plasma response produced by laser pulses in self-focusing regime. This phenomenon is coupled with Brillouin nonlinearities for nanosecond pulses in silica glasses and excites various ionization channels for femtosecond pulses. We start by deriving the propagation equations accounting for filamentation due to optical Kerr effect and stimulated Brillouin scattering in the presence of a dynamical plasma response. Then, we present numerical results on the nonlinear propagation of large-scaled laser beams. These results validate the anti-Brillouin system adopted on the MegaJoule laser (LMJ). Next, we present numerical and theoretical results on filamentation of nanosecond light pulses operating in the ultraviolet and infrared range in fused silica. Emphasis is put on the action of a dynamical plasma response. For a single wave, we develop a variational analysis which reproduces global propagation features for a quasistationary balance between self-focusing and plasma defocusing. However, such a quasistationary balance breaks up through modulational instabilities induced by plasma feedback on the pump wave. We show that phase modulations suppress both stimulated Brillouin scattering and plasma instabilities. Finally, we study numerically the nonlinear propagation of femtosecond pulses in fused silica and KDP. First, we show that the presence of defects involving less photons for exciting electrons from the valence band to the conduction band promotes higher filamentation intensity levels. Secondly, we compare the filamentation dynamics in silica and KDP crystal. The ionization model for KDP crystals takes into account the presence of defects and the electron-hole dynamics. We show that the propagation dynamics in silica and KDP are almost identical at equivalent ratios of input power over the critical power for self-focusing.

Keywords : Laser-induced damage, NLS Equation, Kerr effect, Filamentation, Stimulated Brillouin Scattering, Ionization, Silica, KDP

Remerciements

De très nombreuses personnes ont contribué, de près ou de loin à l'aboutissement de ce travail de recherche. Il m'est impossible, malheureusement de tous les remercier. Mes premiers remerciements vont à toutes ces personnes en espérant qu'elles ne s'offusquent pas de cet anonymat.

J'exprime ma profonde gratitude à l'ensemble des membres du jury pour avoir lu attentivement et corrigé le manuscrit avec discernement et intérêt. Tatiana Itina et Antoine Bourgeade pour m'avoir fait l'honneur d'accepter d'être mes rapporteurs, Philippe Delaye pour avoir présidé mon jury et enfin Guillaume Duchateau pour avoir accepté d'en faire partie.

Je tiens à remercier Luc Bergé, qui dirigea cette thèse avec générosité et pédagogie. Ses qualités scientifiques et humaines en ont assuré l'avancement constant durant ses trois années, sans accroche, ni passage à vide. Je le remercie pour cette collaboration.

J'adresse ma vive reconnaissance à Frank Hamann, à Daniel Vandrhaegen de m'avoir accueilli au sein leur service ainsi qu'à l'ensemble des membres du service pour l'ambiance particulièrement agréable durant mes trois années de thèse.

Je tiens à remercier Stefan Skupin, pour son aide précieuse sur la plan numérique et pour m'avoir chaleureusement accueilli durant mon séjour en Allemagne. Je souhaite également remercier Christian Köhler, mon co-bureau pendant deux ans pour son amitié, son soutien, sa disponibilité et sa gentillesse.

Je remercie les membres du CEA-CESTA/DLP, pour leur collaboration et pour m'avoir accueilli avec bienveillance chaque année sur Bordeaux.

Je voudrais remercier également les membres du bureau de l'association ADDOC, avec qui j'ai contribué à la vie de l'association et partagé des moments agréables.

Je souhaiterais remercier Fabienne Cré pour m'avoir donné l'opportunité d'assurer des cours de soutien de physique-chimie dans le cadre de l'opération « Conduite Accompagnée vers les Métiers de la Science ». Cette expérience fut extraordinaire et très enrichissante pour moi.

Une pensée émue est dédiée à tous les étudiants, doctorants, post-doctorants du CEA avec qui j'ai partagé d'agréables moments. Christian et Matthieu pour les petits dejeuners, Julien, Pedro pour les dîners succulents que nous avons pu partager à la Cité Internationale, Arnaud, Romain, Julien l'astrophysicien, Xavier, Aurélie, Sébastien, Charles, etc... Et à tous ceux qui voudraient avoir leur nom ici, merci infiniment !

Enfin, la plus grande contribution à cette thèse est peut-être le soutien indéfectible de ma famille qui a toujours cru en moi et sans qui l'accomplissement de ce travail n'aurait pas pu voir le jour.

À ma famille,

Table des matières

Résumé	iii
Abstract	v
Remerciements	vii
.	ix
Table des matières	xi
1 Introduction	1
1 L'énergie de la fusion nucléaire	2
2 Lasers de puissance et endommagement	6
3 Phénomènes non-linéaires	14
4 Motivation et plan	18
2 Couplage Filamentation-Brillouin-Plasma : Description théorique et propriétés fondamentales	21
1 Généralités sur la diffusion de la lumière et la diffusion Brillouin stimulée	22
1.1 Origine de la diffusion de la lumière	22
1.2 Diffusion spontanée et stimulée	22
1.3 Diffusion élastique et inélastique	22
2 Description thermodynamique de la diffusion de la lumière	23
2.1 Diffusion inélastique de la lumière	23
2.2 Ondes Stokes et anti-Stokes	25
2.3 Largeur de raie Brillouin et amortissement acoustique	28
3 La diffusion Brillouin stimulée	29

3.1	Origine de la force d'électrostriction	29
3.2	Equation des ondes acoustiques	32
3.3	Equations des ondes optiques	33
3.4	Equation plasma	35
4	L'auto-focalisation à distance finie	42
5	Défocalisation plasma	48
6	Amplificateur Brillouin	50
6.1	SBS stationnaire	52
6.2	SBS instationnaire	53
7	Quelques ordres de grandeurs	55
8	Résolution numérique de l'équation NLS	57
8.1	Méthode split-step	57
8.2	Code SBS	58
8.3	Code UPPE	67
3	Simulations d'impulsions expérimentales LIL de forte puissance dans des verres épais	71
1	Introduction	72
2	Impulsions LIL/LMJ	80
3	Comparaison entre différents profils LIL	83
4	Influence du niveau d'intensité incidente	87
5	En-deçà du seuil de collapse	90
6	Conclusion	93
4	Dynamique de couplage entre la filamentation Kerr - la rétro-diffusion Brillouin stimulée et la génération de plasma	95
1	Introduction	96
2	Dynamique de couplage à une onde	98
2.1	« Benchmarking » de la réponse plasma	98
2.2	Analyse variationnelle	103
2.3	Les instabilités plasma	108
3	Couplage filamentation-Brillouin-plasma instationnaire à deux ondes dans l'UV	120

3.1	Les instabilités plasma	124
4	Modulations de Phase	132
5	Couplage filamentation-Brillouin-plasma instationnaire à deux ondes dans l'IR	137
5.1	Impulsions pompe non modulées en phase	137
5.2	Impulsions infrarouges modulées en phase	141
6	Etude de la robustesse de la modulation de phase en présence d'un bruit aléatoire	150
7	Conclusion	152
5	Filamentation d'impulsions laser femtosecondes dans les verres de silice et les cristaux de KDP	155
1	Introduction	156
2	Modèle sans dynamique électrons-trous	159
2.1	Filamentation d'impulsions laser UV femtose- condes	162
2.2	Filamentation d'impulsions laser IR à transitions réduites	166
2.3	Influence du gap	169
3	Modèle avec la dynamique électrons-trous	172
3.1	Modèle pour la silice	172
3.2	Modèle pour le KDP	174
4	Filamentation d'impulsions laser femtosecondes	179
5	Filamentation d'impulsions laser subpicosecondes	183
6	Conclusion	188
6	Conclusion	189
A	Détails des calculs établissant l'équation acoustique	197
B	Détails des calculs établissant les équations optiques	203
C	Théorème du Viriel	207
D	Comparaison des codes SBS_3D et SBS_3D_EXP	211

TABLE DES MATIÈRES

E Méthode Variationnelle	217
Publications	219
Bibliographie	221

–New sources of power... will surely be discovered. Nuclear energy is incomparably greater than the molecular energy we use today. The coal a man can get in a day can easily do five hundred times as much work as himself. Nuclear energy is at least one million times more powerful still. If the hydrogen atoms in a pound of water could be prevailed upon to combine and form helium, they would suffice to drive a thousand-horsepower engine for a whole year. If the electrons, those tiny planets of atomic systems, were induced to combine with the nuclei in hydrogen, the horsepower would be 120 times greater still. There is no question among scientists that this gigantic source of energy exists. What is lacking is the match to set the bonfire aight, or it may be the detonator to cause the dynamite to explode. The scientists are looking for this.

Sir Winston Churchill (1874-1965)



Introduction

1 L'énergie de la fusion nucléaire

L'Homme est impliqué dans un des programmes les plus audacieux de recherche et de développement scientifiques qu'il lui ait jamais été donné d'entreprendre.

Depuis de nombreux siècles, la production d'énergie a eu un rôle considérable dans l'essor de notre civilisation. En témoigne, par exemple, la révolution industrielle du XIX^{ème} siècle, qui fut essentiellement construite grâce à la maîtrise des combustibles fossiles, charbon, gaz et pétrole à des usages utilitaires. Des avancées technologiques considérables ont permis d'élargir continuellement et rapidement leur emploi à la production de chaleur, de puissance et à la propulsion. Face à une demande énergétique sans cesse croissante [voir Table 1.1], les recherches mondiales de combustibles ont été décuplées. Toutefois, en dépit d'explorations étendues, les ressources énergétiques s'amenuisent inexorablement de manière préoccupante. L'énergie nucléaire de la fission de noyaux lourds contribuera certainement pendant un certain temps à palier ces carences d'un monde toujours plus énergivore. Cependant, même les réserves mondiales de ces combustibles fossiles semblent montrer leurs limites.

Il est urgent, pour sortir de l'impasse énergétique qui se profile, de trouver une source d'énergie pérenne. De nombreux espoirs ont été placés dans l'énergie de la fusion nucléaire. Si les efforts consentis aboutissent favorablement, l'Homme aura su développer une nouvelle source d'énergie permettant de satisfaire ses besoins énergétiques pour plusieurs siècles.

Années	1975	2030	Limite
Population (10^9 habitants)	4	8	12
Consommation/tête (kW/an)	2	3.5	6
Consommation (Q_{th} /an)	0.25	0.65	2

TABLE 1.1 – Prévision pour l'évolution mondiale de la population et de la consommation d'énergie primaire. L'énergie Q_{th} est la chaleur fournie par des combustibles fossiles (pétrole, charbon, gaz et uranium) [46].

La fusion nucléaire

Aux premiers instants de l'Univers, la fusion nucléaire était déjà à l'œuvre au sein du plasma primordial synthétisant les éléments chimiques les plus légers, comme les isotopes de l'hydrogène ou encore l'hélium. Depuis la fin des années 50, à la suite des travaux de E. M. Burbidge *et al.* [38], nous savons comment la fusion nucléaire qui opère au sein des étoiles, synthétise tous les éléments chimiques jusqu'au fer. Notre monde a donc été enfanté par la fusion nucléaire. C'est encore elle qui est la source d'énergie de notre étoile, le Soleil.

La fusion nucléaire s'opère naturellement au sein de l'Univers en raison des énormes masses des étoiles (10^{27} tonnes par exemple pour le Soleil) dont les forces gravitationnelles assurent le confinement du plasma. Sur Terre, deux voies de recherche sont actuellement envisagées pour jouer le rôle de la gravité, le confinement magnétique et le confinement inertiel par laser.

Tout d'abord intéressons-nous à ce qu'est la fusion nucléaire. La courbe d'Aston [Fig. 1.1 gauche] représente la répartition moyenne de l'énergie de liaison par nucléon en fonction du nombre de nucléons par noyau : plus l'élément est lourd, plus cette énergie est élevée. La fusion nucléaire est le résultat de réactions entre deux noyaux légers avec la création d'un noyau plus lourd pour les produits de fusion. Dans ce contexte, on a plutôt intérêt à travailler avec des noyaux à faible nombre de nucléons.

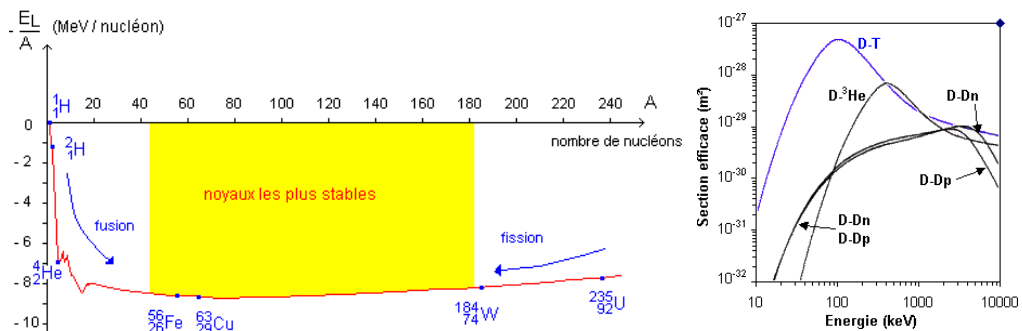
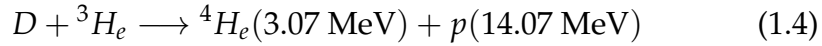
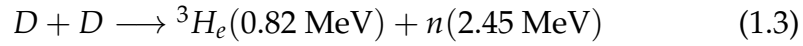
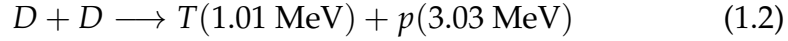
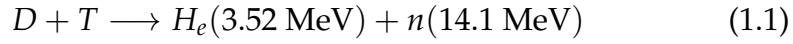


FIGURE 1.1 – (gauche) : Courbe d'Aston représentant l'énergie de liaison moyenne par nucléon en fonction du nombre de nucléons par noyau. Les noyaux les plus stables sont en moyenne ceux dont le nombre de nucléons est compris entre 50 et 190 [1]. (droite) : Section efficace de réaction en fonction de l'énergie d'interaction [2].

Les principales réactions de fusion d'intérêt pour la production d'énergie sur terre exploitent les isotopes de l'hydrogène, le deutérium (D) et le tritium (T), et l'Hélium 3 (${}^3\text{H}_e$) comme suit [58] :



Nous pouvons remarquer que les réactions les plus exo-thermiques sont celles qui impliquent les noyaux les plus légers, en particulier le deutérium et le tritium. Les réactions (1.1) et (1.4) sont de toute évidence de bons candidats car elles optimisent l'énergie délivrée. Cependant, pour que l'énergie de fusion récupérée soit supérieure à l'énergie investie, un grand nombre de réactions doit pouvoir se réaliser. Le choix de la réaction de fusion sera alors guidé par la section efficace de réaction, qui quantifie, en fonction de leur énergie, la probabilité de deux noyaux de franchir le potentiel de répulsion coulombien et fusionner. En examinant la Fig. 1.1 droite, on voit que la réaction de D-T a la plus grande section efficace de réaction, ce qui justifie le consensus sur son choix.

La fusion thermonucléaire contrôlée repose sur deux approches distinctes, à savoir :

- **Le confinement magnétique.** Lorsque des particules chargées sont soumises à l'action d'un champ magnétique \vec{B} , elles décrivent une trajectoire hélicoïdale. Le confinement des particules est ainsi assuré par les lignes de champ magnétique, dont elles ne peuvent s'écarter. L'idée est ici de confiner un plasma sur des temps longs (quelques secondes) pour porter le combustible (D-T) aux conditions de température et de pression nécessaires pour la fusion nucléaire. Plusieurs topologies de confinement ont été étudiées depuis la fin des années 50, celles où les lignes de champs sortent de l'enceinte de confinement (configuration ouverte) et celles où les lignes de champs magnétiques se referment sur elles-mêmes (configuration fermée). Ces dernières présentent les meilleures performances et sont actuellement utilisées. Il existe de nombreux designs de configurations fermées, comme le tokamak sphérique [65] ou encore le stellarator [79], qui sont actuellement étudiés. Toutefois la configuration jugée la

plus prometteuse est le tokamak dont la configuration a été retenue pour la conception du premier réacteur expérimental de fusion par confinement magnétique, ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) [Fig. 1.2 gauche]. Un schéma de principe est détaillée dans la Fig. 1.2 droite, où nous pouvons voir que le plasma du tokamak est confiné dans une chambre axisymétrique, à l'aide d'un champ magnétique poloïdal et toroïdal.

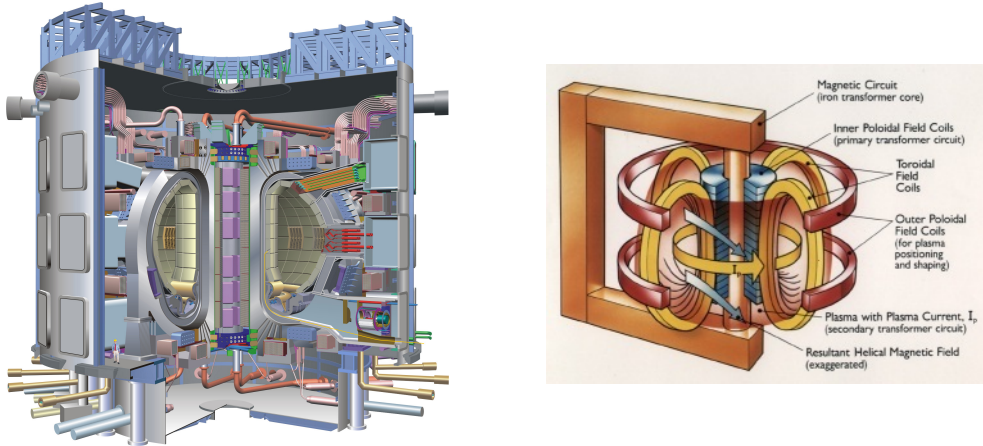


FIGURE 1.2 – (gauche) : Vue d’artiste d’ITER [3]. (droite) : Schéma de principe d’un tokamak [4].

- **Le confinement inertiel.** Ce schéma exploite des faisceaux laser de forte puissance focalisés sur une cible à gain. Etant donnée la difficulté à confiner le plasma sur des temps longs (supérieure à la seconde), l’option retenue est ici de se limiter au temps de confinement inertiel d’un plasma d’ions et d’électrons qui est extrêmement court, d’une dizaine à une centaine de picosecondes selon les configurations envisagées. Afin d’accroître la probabilité de réaction et d’atteindre la température requise ($\approx 10^8$ K), il faut augmenter dès lors considérablement la densité du mélange D-T à une centaine de millions de fois la pression atmosphérique. Cette prouesse est aujourd’hui rendue possible grâce à l’utilisation des lasers de puissance.

Plusieurs configurations pour la fusion par confinement inertiel sont actuellement étudiées [Fig. 1.3] :

(i) *l’attaque indirecte.* Proposée en 1976, elle consiste à irradier l’intérieur d’une petite cavité en or (appelée *hohlraum*) au centre de laquelle la cible de D-T est positionnée. L’interaction de fais-

ceaux laser énergétiques et de durée nanoseconde sur les parois internes du *hohlraum* conduit à un rayonnement de corps noir, transformant ainsi la cavité en un four de plusieurs millions de kelvins (10^7 K). Ce sont ces rayons X énergétiques piégés à l'intérieur de la cavité qui vont assurer la compression isotropique du microballon contenant le combustible de D-T et amorcer les réactions de fusion. La configuration de l'attaque indirecte est la solution qui a été retenue pour les deux grands projets de fusion par confinement inertiel en France et au États-Unis, le LMJ (Laser Mégajoule) et le NIF (« National Ignition Facility »).

(ii) *l'attaque directe*, dont le schéma de principe fut proposée en 1972 par Nuckolls [99]. La cible est irradiée par focalisation directe et de manière symétrique des faisceaux lasers sur la cible.

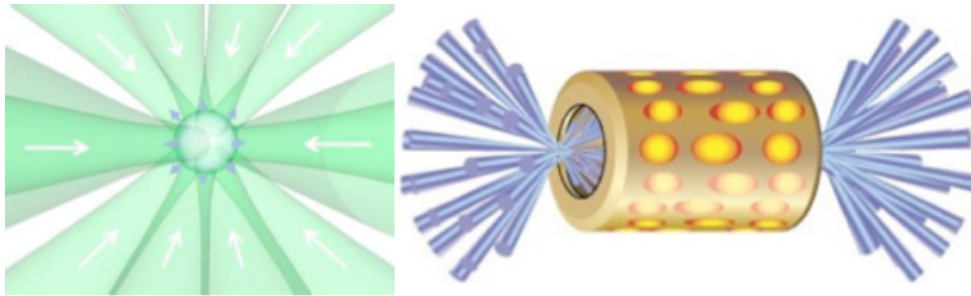


FIGURE 1.3 – Schéma de principe de la configuration par attaque directe (gauche) et par attaque indirecte (droite).

2 Lasers de puissance et endommagement

Depuis leur avènement en 1960 [80, 81, 113], les lasers (« Light Amplification by Stimulated Emission Radiation ») permettent de délivrer de la lumière cohérente (les photons oscillent quasiment en phase), monochromatique (car induite par les transitions électroniques des atomes émetteurs stimulés) et unidirectionnelle. Une impulsion délivrée par une source laser est caractérisée essentiellement par son énergie, sa durée, sa longueur d'onde et son taux de répétition. Les installations laser de puissance n'ont eu de cesse d'évoluer mais ce n'est qu'à partir du milieu des années 80 qu'elles vont connaître un développement fulgurant grâce à la technique CPA (« Chirped Pulse amplification ») [118]. Cette technique, proposée par Strickland et Mourou,

permet d'atteindre des durées d'impulsions très courtes et ainsi d'augmenter la puissance crête des impulsions laser. Ces nouvelles perspectives ont contribué à l'émergence du laser dans de nombreux secteurs comme l'industrie, le domaine médical et la recherche scientifique.

Lasers de puissance et leurs applications

Les lasers utilisés dans le cadre de la fusion par confinement inertiel (FCI) sont des lasers de puissance, plus particulièrement des sources optiques construites sur de larges échelles pour délivrer des énergies globales supérieures au mégajoule par des impulsions de quelques nanosecondes seulement. On recense deux grandes classes de régime de fonctionnement des lasers : le régime continu et le régime impulsionnel. La puissance d'un laser est définie par la quantité d'énergie qu'il peut délivrer par unité de temps. En régime continu ou quasi-continu, la puissance laser n'excède pas quelques dizaines de kilowatts. Cependant, en régime impulsionnel, la puissance crête laser peut atteindre le pétawatt lorsque la même quantité d'énergie est distribuée sur des temps beaucoup plus brefs (picosecondes à femtosecondes) Quelques exemples de sources laser usuelles sont rappelés ci-dessous.

- **Laser CO₂**

Le laser à dioxyde de carbone émet dans l'infrarouge lointain aux longueurs d'onde de 9.6 μm et 10.6 μm . Son milieu actif est composé d'un mélange gazeux à basse pression constitué de CO₂, N₂ et H_e. Comme la majorité des lasers à gaz, le laser à CO₂ est excité par décharge électrique. Ce laser fournit des impulsions de puissance crête de l'ordre de plusieurs dizaines de kilowatt, dont la durée peut atteindre jusqu'à quelques centaines de ns.

La grande maîtrise de son fonctionnement ainsi que ses nombreux champs d'applications en font l'un des lasers les plus couramment utilisés dans l'industrie pour le traitement des surfaces, la soudure ou encore l'usinage de métaux.

- **Laser Nd :YAG**

La longueur d'onde fondamentale d'émission du laser Nd :YAG (Yttrium Aluminium Garnet) est de 1.064 μm (proche infrarouge). Le milieu amplificateur est constitué d'un barreau de grenat d'Aluminium d'Yttrium (Y₃Al₅O₁₂) dopé par des ions néodyme Nd³⁺. Le pompage optique est réalisé au moyen de lampes flash ou de diodes laser.

Le laser Nd :YAG peut fonctionner en régime dit déclenché (Q-switching) ou relaxé. En mode "Q-Switching", il délivre des impulsions de puissance crête de l'ordre de la dizaine de mégawatt, dont la durée peut atteindre quelques centaines de ns. En mode relaxé, les impulsions délivrées atteignent des énergies de quelques joules pour des durées variant entre 0.1 et 20 ms. Ce type de laser est utilisé essentiellement dans l'industrie pour la découpe, la gravure, la soudure ou encore le perçage, et dans le domaine médical en ophtalmologie.

- **Laser Titane :Saphir**

Le laser Titane-Saphir émet dans un spectre large compris entre 650 et 1100 nm. Son utilisation la plus courante est à 800 nm. En sus, ce laser est généralement privilégié pour délivrer des impulsions de durée femtoseconde dont l'énergie peut atteindre le joule. Son milieu actif est un cristal de saphir dopé par des ions de titane ($\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$).

Son fonctionnement en régime femtoseconde lui confère des propriétés uniques pour les applications industrielles, notamment l'usinage des métaux. En effet l'interaction laser-matière est athermique en régime femtoseconde et permet de produire des zones de découpe extrêmement propres, comme rappelé par la figure 1.4. Les lasers Ti :Sa sont utilisés en milieu industriel pour le micro-usinage et l'élaboration de matériaux biréfringents spécifiques. En recherche fondamentale, ces sources explorent la production d'impulsions attosecondes [131] et permettent de produire des plasmas relativistes à l'aide de hautes intensités laser $> 10^{20} \text{ W/cm}^2$ [94].



FIGURE 1.4 – Découpe laser d'un matériau composite (verres renforcées à la fibre de carbone) réalisée en régime d'impulsions nanosecondes (gauche) et femtosecondes (droite) [5].

- **Laser Excimère**

Le laser excimère utilise un gaz qui émet dans l'ultraviolet entre $157\ \mu\text{m}$ et $351\ \mu\text{m}$, dépendant de la nature du mélange gazeux. Le milieu actif est composé d'un gaz rare (Ar, Xe, Kr) et d'un composé halogéné (F_2 , HCl). Le pompage optique, réalisé par décharge électrique, conduit à la formation des molécules excitées ArF ($\lambda_0 = 193\ \mu\text{m}$), KrF ($\lambda_0 = 248\ \mu\text{m}$), XeCl ($\lambda_0 = 308\ \mu\text{m}$) ou XeF ($\lambda_0 = 351\ \mu\text{m}$). Le laser excimère permet de fournir des faisceaux ayant des énergies de l'ordre du joule et des durées d'impulsions comprises entre 10 et $150\ \mu\text{s}$ à des taux de répétition pouvant atteindre le kiloHertz. Ces faisceaux sont utilisés pour la spectroscopie, l'impression et le micro-usinage.

Le Laser Mégajoule

La construction du laser mégajoule (LMJ) au CESTA, à proximité de Bordeaux, est un projet piloté par la Direction des Applications Militaires du Commissariat à l'Énergie Atomique (CEA-DAM). Cette installation laser de grandes dimensions constituera avec son équivalent américain, le NIF, le laser le plus énergétique existant et devrait permettre l'allumage et la combustion d'un mélange D-T en configuration d'attaque indirecte. L'objectif est d'apporter une énergie de 1.4 mégajoules en quelques nanosecondes (équivalent à une puissance d'environ 550 TW) sur une cible millimétrique contenant le combustible D-T.

La figure 1.5 représente l'architecture de l'une des 20 chaînes laser du LMJ. Celle-ci étant constituée de deux quadruplets, c'est-à-dire de deux rangées de 4 faisceaux, le LMJ accueillera donc 160 faisceaux laser.

Un oscillateur monomode pompé par diode permet d'obtenir l'impulsion laser initiale ($\lambda_0 = 1053\ \text{nm}$) de faible énergie (environ quelques nanojoules). Une série d'amplificateurs (18 plaques de verres dopées au néodyme, pompées par flash) augmente ensuite significativement cette énergie jusqu'à 15 et 20 kJ. Le faisceau amplifié est transporté sur plus de 40 m vers la chambre d'expérience puis converti dans l'ultraviolet. Cette conversion de fréquence est assurée par des cristaux de KDP (Potassium Dihydrogen Phosphate) et de DKDP (Deuterated Potassium Dihydrogen Phosphate) dont les non-linéarités caractéristiques (quadratiques en champ) permettent de convertir 50 % de l'énergie laser dans l'harmonique 3ω , à la longueur d'onde de 351 nm. Compte tenu du rôle crucial de ces cristaux, ces derniers devront être

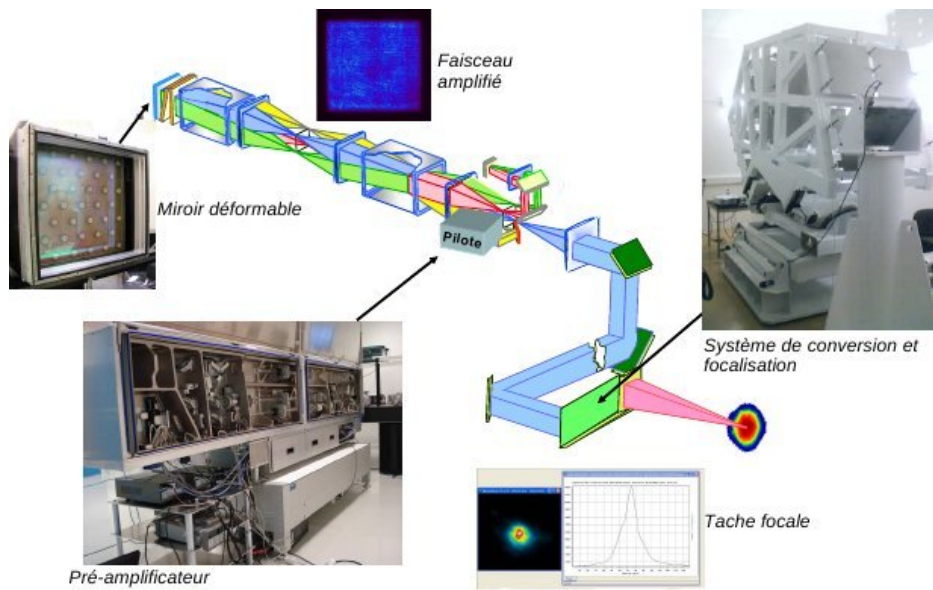


FIGURE 1.5 – Schéma d'architecture d'une ligne laser du LMJ.

dimensionnés de manière à tenir les flux laser auxquels ils seront exposés. À la sortie de cette étape, le faisceau laser est focalisé dans la chambre d'interaction [Fig. 1.6 gauche] à travers des hublots de silice qui devront, eux aussi, tenir les flux laser. La chambre d'interaction en aluminium, d'un diamètre interne de 10 mètres, a pour épaisseur 10 cm et est recouverte de 40 cm de béton destiné à confiner l'émission des neutrons émis lors de l'interaction laser-cible.



FIGURE 1.6 – (gauche) : Chambre d'interaction du LMJ [6]. (droite) : Chambre d'interaction du NIF [7].

L'ampleur de ce nouvel instrument, conjugué à certains choix technologiques, a conduit les responsables du projet à en valider la conception en construisant un prototype d'une chaîne laser du LMJ. Ce prototype, appelé "Ligne d'Intégration Laser" (LIL), est constitué d'un seul quadruplet alors que le LMJ en comportera une quarantaine. Opérationnelle depuis 2002, la LIL est en phase d'arrêt depuis 2013.

La problématique de l'endommagement laser, mis en exergue d'une part lors du passage des faisceaux laser dans les cristaux de KDP/DKDP pour l'étape de conversion de fréquence et d'autre part lors de sa transmission dans le hall d'interaction à travers des fenêtres de silice, constituera l'axe central de nos études.

L'endommagement laser

L'augmentation des puissances laser a soulevé très tôt la problématique de l'endommagement occasionné dans les optiques de la chaîne d'amplification et lors de la traversée des hublots de silice vers la chambre d'interaction.

L'endommagement laser est la conséquence du transfert de l'énergie optique dans le matériau. Les phénomènes à prendre en compte varient très fortement avec les caractéristiques temporelles de l'irradiation (durée d'impulsion et temps d'irradiation). On peut mettre en évidence deux grandes classes d'interaction menant à l'endommagement : thermique et photoélectrique.

Dans les matériaux transparents, le mécanisme de base à l'origine de l'endommagement est le claquage dans les diélectriques. Une irradiation laser suffisamment intense peut provoquer ce phénomène si le champ électrique incident est supérieur au seuil de claquage, généralement défini par une fluence seuil exprimée en J/cm^2 . Dans ces conditions, le champ incident commence par ioniser les atomes du matériau, c'est-à-dire par arracher leurs électrons par photoionisation, puis il accélère ces électrons libres qui pourront à leur tour ioniser par collision un autre atome, créant ainsi d'autres porteurs de charges libres et, par effet d'avalanche électronique, conduire à la rupture locale du matériau.

Ce mécanisme est favorisé essentiellement pour des impulsions de courtes durées (fs-ps), où les processus d'absorption multiphotonique y sont prépondérants et permettent de créer des électrons libres indépendamment de l'hydrodynamique du plasma produit. Les seuils d'endommagement varient significativement avec les propriétés in-

trinsèques du matériau et les paramètres laser. Par exemple, pour une impulsion laser de 2.5 ns, le seuil d'endommagement en fluence dans la silice (SiO_2) est d'environ 12 J/cm^2 à 355 nm [97] et de 25 J/cm^2 à 1064 nm [97]. Pour des impulsions plus courtes, le seuil de dommage est réduit à 2 J/cm^2 à 1064 nm [119]. Néanmoins, la présence d'in-homogénéités dans ce matériau peut engendrer des augmentations locales du champ électrique laser favorisant des mécanismes d'avalanche électronique, qui peuvent conduire in fine au claquage du matériau pour des valeurs de flux moindre. La présence de ces défauts précurseurs, qui sont distribués selon un processus stochastique, rend complexe l'étude de l'endommagement.

En régime nanoseconde, l'endommagement des composants optiques peut-être provoqué non seulement par des porteurs de charges libres selon un processus d'avalanche et par la présence de sites d'impuretés, mais aussi par des contraintes thermo-mécaniques dues à l'absorption optique et donc à l'échauffement du matériau, à son hydrodynamique locale et aux transitions de phase qui peuvent s'y développer. Le mécanisme d'amorçage de l'endommagement laser en régime nanoseconde résulte de la conjonction de plusieurs processus physiques complexes. Néanmoins, de nombreuses études ont été menées afin de prévoir les comportements de la fluence seuil en fonction de l'impulsion laser. Pour des impulsions longues (ns) de durée τ , il a été démontré que la fluence seuil est approximativement proportionnelle à $\tau^{1/2}$, caractéristique des phénomènes thermiques [48, 90, 119]. Pour des durées d'impulsions courtes (inférieures à la dizaine de picosecondes), cette loi d'échelle ne tient plus. Des divergences apparaissent entre les dépendances mises en évidence dans la littérature, notamment par Du *et al.* [48] et Stuart *et al.* [119] pour qui il ne ressort aucune dépendance temporelle simple. Rappelons que d'un point de vue microscopique, un critère convenu d'endommagement est que la densité d'électrons libres produits approche la densité critique plasma au delà de laquelle l'onde laser ne peut plus se propager.

Les défauts à l'origine de l'endommagement dus à des sollicitations thermo-mécaniques sont des défauts absorbants :

- **Les inclusions ou les impuretés** qui s'introduisent dans le volume du composant lors de leur fabrication, en particulier lors de la phase de croissance d'un cristal (par exemple KDP). Ces inclusions sont de tailles nanométriques à micrométriques. Les mécanismes engendrés par ces défauts absorbants sont souvent liés aux contraintes thermo-mécaniques. L'inclusion absorbe une

partie de l'énergie laser conduisant à une élévation brutale de sa température, et provoquant ainsi l'échauffement du matériau par conduction thermique. Ces mécanismes d'endommagement sont depuis de nombreuses années abondamment étudiés théoriquement [63] et expérimentalement [35, 51, 96, 101, 102].

- **Les défauts structurels** qui caractérisent des zones dont la structure atomique et électronique subit des modifications par absorption de l'énergie laser (Fig. 1.7). L'absorption localisée engendre une augmentation forte de la température du matériau et occasionne des dommages si les sollicitations thermo-mécaniques sont conséquentes. L'irradiation laser elle-même est à l'origine de ces défauts de structures [56].

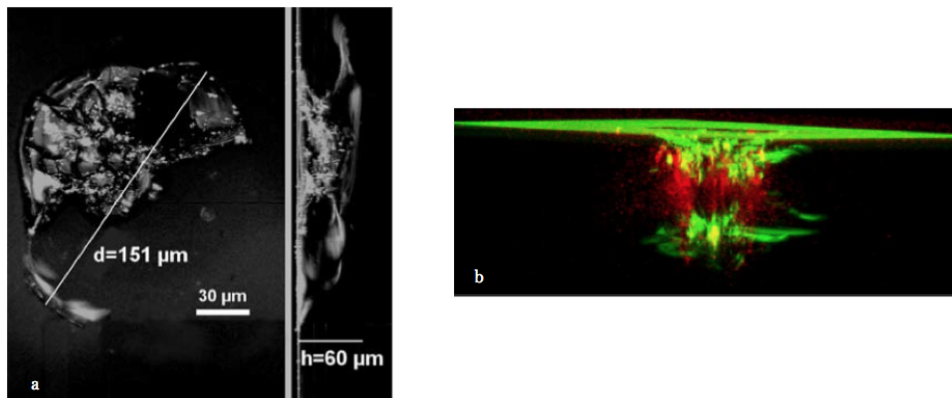


FIGURE 1.7 – (a) Observation par microscopie confocale d'un dommage créé par un laser nanoseconde sur la face arrière d'un verre de silice [31]. Des modifications morphologiques de la surface forment un cratère rugueux avec contraintes résiduelles. (b) Une mesure de fluorescence à la longueur d'onde de pompe (en vert) met en évidence des fractures sous-surfaciques. L'analyse de luminescence (en rouge) révèle des modifications physico-chimiques du matériau.

A l'inverse, les défauts non-absorbants contribuent à l'endommagement par effet photoélectrique. La présence d'inhomogénéités de structure, de rayures ou de fractures peut favoriser des exaltations localisées du champ incident et conduire à des phénomènes d'avalanche électronique responsable du claquage du matériau. Bloembergen fait état de ce phénomène dans ses travaux dès 1973 en montrant que des rayures en surface peuvent conduire à une augmentation localisée du champ électrique d'un facteur compris entre 2 et 1000 selon la configu-

ration géométrique des défauts [34]. D'autres travaux ont aussi mis en évidence le rôle crucial joué par des rayures de tailles micrométriques en surface sur l'endommagement de la silice pour des faisceaux opérant dans l'ultraviolet [20].

En amont des processus d'endommagement, l'interaction laser-matériau joue un rôle fondamental dans l'apparition des dommages. En particulier l'auto-focalisation laser et la génération de plasma sont deux mécanismes clés conduisant à détériorer un matériau, sans nécessairement avoir à considérer des impuretés ou des défauts structuraux.

3 Phénomènes non-linéaires

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, l'endommagement résulte du couplage et du transfert de l'énergie laser dans le matériau, puis à une dissipation de l'excès d'énergie conduisant à des modifications de structures sévères. La compréhension de ces mécanismes complexes nécessite de faire appel à plusieurs domaines de la physique. Ce mémoire n'a pas la prétention d'étudier la problématique de l'endommagement laser dans son ensemble. Il se situe plus en amont et s'intéresse aux phénomènes d'optique non-linéaire couplés à la génération de plasma qui précède l'apparition d'un dommage.

Les différents phénomènes non-linéaires que nous prenons en considération sont :

- **L'effet Kerr.** Cet effet conduit le faisceau laser à s'auto-focaliser [69]. L'auto-focalisation se traduit par une réduction du diamètre du faisceau lors de son passage dans le matériau, entraînant une concentration d'énergie susceptible d'engendrer un claquage. Ce phénomène est intrinsèquement lié à l'augmentation locale de l'indice de réfraction du milieu ($n = n_0 + n_2 I$, où n_0 est l'indice de réfraction linéaire, n_2 l'indice de réfraction non-linéaire et I l'intensité du champ laser), ce qui conduit à une focalisation du faisceau à une distance de propagation finie. On observe ce phénomène dans les matériaux épais compte tenu des distances caractéristiques nécessaires pour que le faisceau s'auto-focalise totalement. Les dommages observés en face avant et arrière des hublots de la chambre d'expérience du LMJ sont amorcés par cet effet d'auto-focalisation Kerr (Figs. 1.8 et 1.9). Dans ce contexte, un faisceau présentant initialement des inhomogénéités subit de l'instabilité modulationnelle et se fragmente en "filaments" de

lumière qui s'amplifie à travers le matériau et créent des traces d'endommagement à l'intérieur de celui-ci.

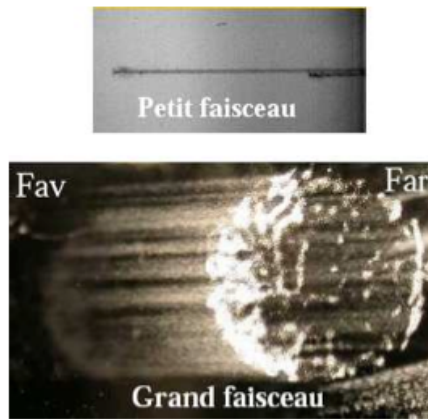


FIGURE 1.8 – (haut) : Filament simple pour un faisceau laser millimétrique. (bas) : Filamentation multiple pour un faisceau large, centimétrique (Source L. Lamaignière)

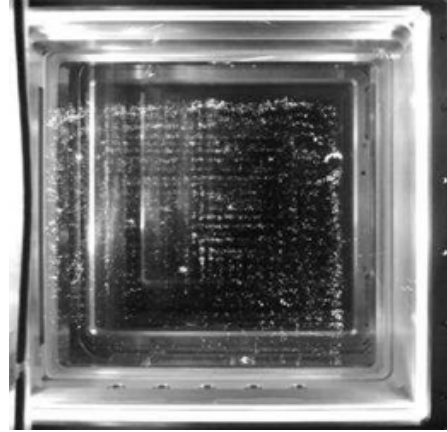


FIGURE 1.9 – Hublot de silice montrant des dommages en face arrière pour une forte puissance incidente laser (1.2 TW) opérant dans le domaine UV (Source L. Lamaignière).

- **La rétrodiffusion Brillouin Stimulée (SBS) ou « Stimulated Brillouin Scattering »**. Ce phénomène fut observé pour la première fois en 1964 par Chiao, Townes et Stoicheff [44]. La diffusion Brillouin résulte de l'interaction pondéromotrice entre le matériau et l'onde laser qui provoque la création d'une onde acoustique sur laquelle une onde électromagnétique diffuse préférentiellement en direction opposée à celle de l'onde laser incidente. Ce phénomène prend naissance pour des durées laser plutôt longues, c'est-à-dire nanosecondes. À des puissances laser incidentes suffisamment élevées, l'onde rétrodiffusée peut-être amplifiée à de fortes intensités avec un gain exponentiel et engendrer un endommagement en face avant du matériau (Fig. 1.10).

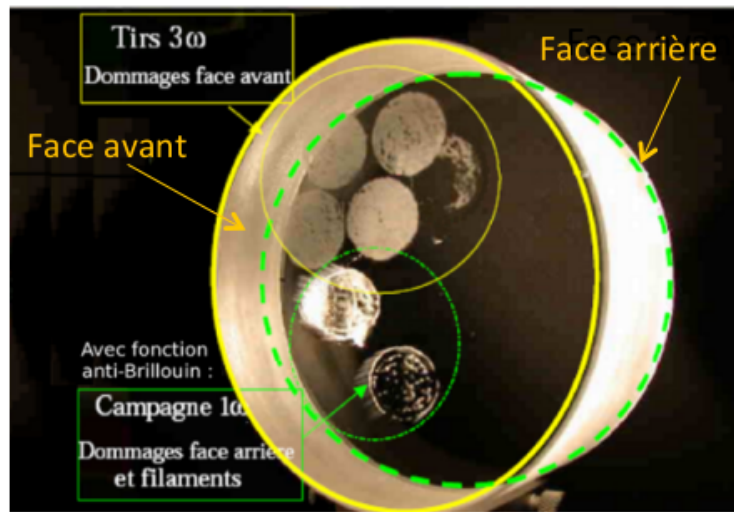


FIGURE 1.10 – Dommages observés sur une lame de silice de 4.3 cm d'épaisseur et de 10 cm de diamètre : pour des tirs à 3ω et sans fonction anti-Brillouin, des dommages sont créés par diffusion Brillouin stimulée. La présence de modulations de phase (tirs à 1ω) conduit à la suppression de l'effet Brillouin en face avant, mais favorise l'apparition de filaments multiples en face arrière (Source L. Lamaignière).

- **La photoionisation.** Ce mécanisme correspond au passage d'un électron de la bande de valence d'un diélectrique à sa bande de conduction par l'absorption simultanée de plusieurs photons par les atomes du matériau [112]. Selon la nature de ce dernier et l'amplitude du champ électrique incident, deux processus de photoionisation sont à considérer : l'ionisation multiphotonique et l'ionisation par effet tunnel. La théorie de photoionisation élaborée par Keldysh permet de discriminer ces deux processus selon un paramètre γ qui dépend de l'indice et de la largeur de bande interdite du matériau et est inversement proportionnel au champ électrique laser [66].

Lorsque $\gamma \ll 1$, le processus dominant de la photoionisation est l'effet tunnel. Le champ électrique laser abaisse le niveau de la barrière coulombienne qui lie un électron de valence à son atome parent. Si le champ est suffisamment intense, la barrière de potentiel coulombien peut être abaissée pour permettre à un électron de la franchir par effet tunnel et devenir ainsi un porteur de charge libre. En revanche, lorsque $\gamma \gg 1$, la photo-ionisation est assurée par l'absorption simultanée de plusieurs photons par un électron. On parle alors d'ionisation multiphotonique (MPI). Pour passer de la bande de valence à la bande de conduction, l'énergie

absorbée par l'électron doit être supérieure à celle de la bande interdite. Dans cette configuration, on montre que la densité électronique croît selon $\sigma_K I^K$, K étant le nombre de photons nécessaires à l'ionisation, σ_K la section efficace de photoionisation associée par absorption de K photons, et I l'intensité du champ laser.

- **Avalanche électronique.** Cet effet est l'un des processus à l'origine de l'endommagement dans les solides [112]. On peut le résumer comme suit : un électron libéré dans la bande de conduction par photoionisation peut absorber séquentiellement plusieurs photons par processus de Bremsstrahlung inverse. Le processus de Bremsstrahlung correspond à un rayonnement électromagnétique à spectre large créé par le ralentissement de charges électriques. En effet, lorsqu'un électron passe suffisamment près d'un noyau, celui-ci est freiné et dévié par le champ électrique du noyau. Chaque modification de trajectoire est accompagnée par l'émission d'un photon (à cause de la conservation de la quantité du mouvement). Le processus de Bremsstrahlung inverse est donc une accélération des électrons libres par absorption de plusieurs photons. L'électron peut alors ioniser par collision un autre atome provoquant le passage de ses électrons de la bande de valence à la bande de conduction. Ce processus se répétant, on parle alors de cascade ou d'avalanche électronique.

L'échauffement du plasma conséquent à l'ionisation est alors conféré à la matrice environnante. C'est cet échauffement qui amorce des dommages structurels.

En régime de forte puissance laser, les quatre phénomènes non-linéaires rappelés ci-dessus sont couplés. D'une part, l'auto-focalisation laser s'établit lorsque la puissance laser franchit un certain seuil, appelée "puissance critique d'auto-focalisation". D'autre part, la diffusion Brillouin stimulée déplete une partie de l'énergie de l'onde pompe au profit de l'onde rétrodiffusée. Enfin, lorsque les ondes de pompe et rétrodiffusée atteignent des intensités suffisamment élevées (plusieurs TW/cm^2), elles peuvent ioniser le matériau et contribuer à la création de porteurs de charges libres précurseurs de dommages.

Des travaux antérieurs [84, 86] se sont intéressés au couplage entre l'auto-focalisation Kerr et la rétrodiffusion dans la silice en présence de génération de plasma. Toutefois, ces travaux se limitaient à une

approche stationnaire du plasma. Or, il est impératif de prendre en considération la réponse dynamique de celui-ci si on souhaite traiter correctement la photoionisation.

Par ailleurs, d'autres modèles d'endommagement pour les cristaux [50] prennent en compte la dynamique électrons/trous et postulent que la transition des électrons de la bande de valence vers la bande de conduction requiert moins de photons compte tenu des défauts induits par des vacances d'oxygène dans le réseau, présents dans la bande interdite du matériau. Ces modèles sont essentiellement utilisés lorsque l'on s'intéresse à l'interaction laser dans des matériaux comme le KDP en régime d'impulsions ultracourtes (fs).

4 Motivation et plan

L'objectif de cette thèse est donc d'étudier l'influence d'un plasma non-stationnaire en régime d'auto-focalisation laser. Cette auto-focalisation sera couplée à des non-linéarités Brillouin pour des impulsions nanosecondes dans la silice et elle excitera des canaux d'ionisation variés pour des impulsions femtosecondes dans les cristaux de KDP. L'une des principales difficultés sera de simuler la propagation d'impulsions nanosecondes en sachant que la réponse dynamique du plasma s'établit sur des durées femtosecondes. Cela nécessitera des simulations 3D importantes, d'où le recours au calcul massivement parallèle (HPC).

Le corps de ce mémoire de thèse s'établit comme suit :

- Le chapitre 2 met en exergue les différents processus non-linéaires mis en jeu et établit le système d'équations modélisant le couplage entre l'effet Kerr, la rétrodiffusion Brillouin et la génération de plasma pour des impulsions nanosecondes. Nous présentons aussi les différents codes utilisés durant cette thèse, permettant de simuler les différents modèles théoriques proposés. Nous apporterons une attention particulière à l'introduction d'une réponse plasma inertielle dans les modèles de filamentation couplés à la rétrodiffusion Brillouin.
- Le chapitre 3 présente des simulations numériques 3D d'impulsions LIL/LMJ se propageant à forte intensité dans des échantillons de silice. Ces échantillons représentent les hublots de verre assurant l'interface entre la chambre d'expérience du LMJ

et une chaîne laser. Il s'agira de valider un système anti-Brillouin consistant en des modulations de phases rapides, accompagnées de modulations d'amplitude. Les modulations de phase cassent la cohérence temporelle du laser et sont censées supprimer la rétrodiffusion. Nous montrerons, à partir de profils numérisés de fluence, de puissance et de phase, qu'avec une double fréquence de modulation à 2 et 14 GHz, une suppression efficace de l'effet Brillouin est assurée pour des épaisseurs de hublots de 4 à 5 cm, et des intensités laser inférieures à 9 GW/cm^2 .

- Le chapitre 4 portera sur l'étude du couplage entre l'effet Kerr, la rétrodiffusion Brillouin et la génération de plasma dans la silice pour des impulsions nanosecondes dans l'ultraviolet et l'infrarouge sur quelques cm de silice. Nous montrerons que la propagation d'une impulsion laser est sujette à des instabilités modulationnelles liées à la nature instationnaire du plasma d'électrons. Un formalisme de type "ondes planes" permettra de traiter théoriquement ces instabilités et de calculer le taux de croissance des modes perturbatifs. Ces modes perturbatifs s'établissent lorsque leur fréquence est de l'ordre de l'inverse du temps de recombinaison électronique. En tenant compte de la diffusion Brillouin, nous montrerons qu'une forte rétrodiffusion en entrée du matériau conduit à une forte réponse plasma qui, par rétroaction, force l'onde de pompe à s'auto-focaliser de manière prématurée. Des modulations de phase permettront de prévenir ce phénomène pour des impulsions pompe non perturbées.
- Le chapitre 5 se focalisera enfin sur l'étude d'un cristal de KDP, pour lequel nous simulerons des impulsions laser femtosecondes. Nous nous intéresserons à des modèles d'ionisation plus élaborés qu'une simple réponse multiphotonique. Ces modèles font l'hypothèse que l'excitation électronique de la bande de valence vers la bande de conduction s'opère grâce à des états localisés dans la bande interdite du matériau, nécessitant une absorption moindre de photons par les électrons. Ces modèles permettront aussi d'étudier l'influence de la dynamique électrons/trous.

Ce travail a été effectué à la Direction des Applications Militaires du Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives (CEA-DAM) à Bruyères-Le-Châtel (CEA-DIF). Les simulations numériques présentées ici ont été réalisées sur les machines Curie et Airain du Centre de Calcul Recherche et Technologie (CCRT) du CEA-DIF.

*–As far as the laws of mathematics refer to reality,
they are not certain ; and as far as they are certain,
they do not refer to reality.*

Albert Einstein (1879 - 1955)

2

Couplage Filamentation-Brillouin-Plasma : Description théorique et propriétés fondamentales

Dans ce chapitre, nous rappelons tout d'abord les principaux phénomènes à l'origine de la diffusion de la lumière lors de la propagation d'une impulsion optique. Une attention particulière est donnée au processus de diffusion Brillouin stimulée. Ensuite, nous dérivons les équations de propagation des ondes optiques laser et Stokes, sujettes au couplage entre la filamentation due à l'effet Kerr, la rétro-diffusion Brillouin stimulée (SBS) et la génération de plasma. Les différentes hypothèses qui sous-tendent le modèle de propagation sont discutées. Enfin, nous présentons quelques outils mathématiques permettant, d'une part, de mettre en évidence les propriétés fondamentales de notre modèle de propagation et, d'autre part, d'appréhender les différents processus physiques d'intérêt.

1 Généralités sur la diffusion de la lumière et la diffusion Brillouin stimulée

1.1 Origine de la diffusion de la lumière

La diffusion de la lumière résulte de la présence d'inhomogénéités affectant la permittivité diélectrique du milieu de propagation. Ainsi, un milieu parfaitement homogène diffuse de la lumière uniquement dans une direction privilégiée, appelée direction de propagation. On parle alors de « diffusion cohérente ». En revanche, un milieu qui présente des inhomogénéités promeut des fluctuations de densité qui conduisent à des variations rapides et stochastiques de l'indice de réfraction. Celles-ci entraînent la diffusion de la lumière dans toutes les directions spatiales. Les origines de la diffusion de la lumière résident donc essentiellement dans des phénomènes pouvant affecter spatialement ou temporellement les propriétés optiques du milieu.

1.2 Diffusion spontanée et stimulée

La diffusion de la lumière est dite spontanée lorsque la présence d'ondes électromagnétiques ne modifie pas les propriétés optiques du milieu. A l'opposé, la diffusion devient stimulée lorsque les fluctuations à l'origine de la diffusion sont exacerbées par des ondes électromagnétiques extérieures. En d'autres termes, le régime de diffusion stimulée est privilégié lorsque l'intensité des ondes optiques est suffisamment grande pour engendrer des modifications dans les propriétés optiques du milieu. L'efficacité de la diffusion Brillouin est avérée dans cette configuration.

1.3 Diffusion élastique et inélastique

Lorsqu'on irradie un milieu transparent avec une impulsion électromagnétique monochromatique, l'analyse spectrale de la lumière diffusée révèle plusieurs contributions spectrales [Fig. 2.1]. Chaque composante spectrale renseigne sur le mécanisme de diffusion privilégié et donc sur la nature spécifique des fluctuations excitées dans le matériau. On dénomme « inélastique », le phénomène diffusant qui génère un décalage fréquentiel induit par un changement dans l'éner-

gie des photons mis en œuvre. A l'opposé, une diffusion n'entraînant aucune modification de fréquence est qualifiée d'« élastique ». Pour une diffusion inélastique, on a coutume d'appeler onde Stokes et anti-Stokes, les composantes dont la fréquence est inférieure ou supérieure à celle de l'onde incidente, respectivement. Selon la nature des fluctuations engendrées, on peut recenser les processus suivants :

- **La diffusion Brillouin**, est induite par la présence d'ondes sonores associées à des variations de pression du milieu. Elle résulte de la diffusion de la lumière par des phonons acoustiques.
- **La diffusion Raman**, provient de l'interaction de la lumière avec des modes vibratoires des molécules constitutives de la matière. Elle résulte de la diffusion de la lumière par les phonons optiques du milieu.
- **La diffusion Rayleigh d'ailes**, est due aux fluctuations de l'orientation des molécules asymétriques du matériau. Son spectre relativement large traduit un processus de réorientation des molécules s'établissant sur des échelles temporelles très brèves.
- **La diffusion Rayleigh**, est générée par les centres de diffusion induits par des fluctuations de densité. Ses centres de diffusion étant fixes, la diffusion résultante se fait donc sans aucun changement fréquentiel.

2 Description thermodynamique de la diffusion de la lumière

2.1 Diffusion inélastique de la lumière

La description de la diffusion de la lumière dans un milieu gazeux repose essentiellement sur une théorie microscopique selon laquelle chaque molécule du gaz contribue à diffuser la lumière indépendamment les unes des autres. L'interaction intermoléculaire est négligée. Dans un milieu condensée (solide), le cadre théorique permettant d'appréhender le mieux le processus de diffusion inélastique (par exemple la diffusion Brillouin) repose sur une théorie macroscopique. La diffusion résulte alors des fluctuations du coefficient de suscepti-

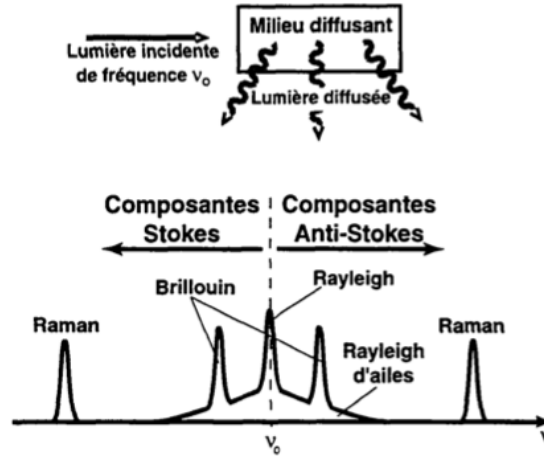


FIGURE 2.1 – Synoptique illustrant les composantes spectrales de fréquence ν de la lumière diffusée dans un milieu arbitraire présentant des inhomogénéités.

bilité électrique du milieu, conséquence des variations de grandeurs thermodynamiques (densité ou température) [115]. Les fluctuations de la susceptibilité électrique $\Delta\epsilon$, s'écrivent

$$\Delta\epsilon = \left(\frac{\partial\epsilon}{\partial\rho}\right)_T \Delta\rho + \left(\frac{\partial\epsilon}{\partial T}\right)_\rho \Delta T, \quad (2.1)$$

où ρ et T sont respectivement la densité et la température du milieu. D'après [36], les variations de densité sont principalement responsables de la diffusion inélastique. Nous omettons les variations induites par les gradients de température liés à la partie imaginaire de l'indice optique et qui peuvent conduire à du Brillouin d'origine thermique. Les fluctuations de densité $\Delta\rho$ s'écrivent alors comme une combinaison linéaire de deux grandeurs thermodynamiques indépendantes :

$$\Delta\rho = \left(\frac{\partial\rho}{\partial p}\right)_s \Delta p + \left(\frac{\partial\rho}{\partial s}\right)_p \Delta s, \quad (2.2)$$

où p et s désignent la pression et l'entropie, respectivement.

Le premier terme $(\partial\rho/\partial p)_s$ traduit les fluctuations adiabatiques de densité, responsables de la diffusion Brillouin. Le second terme $(\partial\rho/\partial s)_p$ traduit les variations isobares de la densité et conduit à la diffusion Rayleigh.

Dans le cadre de ce mémoire, il ne sera fait état que de la diffusion Brillouin, par conséquent la contribution du terme associé à la diffusion Rayleigh sera omise. L'expression de la variation de la susceptibilité électrique s'écrit donc

$$\Delta\epsilon = \left(\frac{\partial\epsilon}{\partial\rho} \right)_T \left(\frac{\partial\rho}{\partial p} \right)_s \Delta p. \quad (2.3)$$

2.2 Ondes Stokes et anti-Stokes

Nous discutons les propriétés des ondes générées par diffusion Brillouin et montrons qu'il existe un lien étroit entre la direction de l'onde diffusée et son décalage fréquentiel.

Ondes Stokes

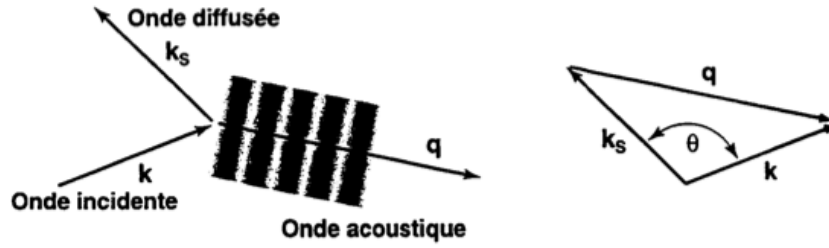


FIGURE 2.2 – Schéma de la génération d'une onde Stokes par diffusion Brillouin ($\vec{k}_2 = \vec{k}_s$, $\vec{k} = \vec{k}_1$).

La figure 2.2 illustre le schéma de principe de la diffusion Brillouin d'une onde Stokes par une onde acoustique et la configuration géométrique de l'interaction qui permet de déduire l'angle de diffusion θ . D'après [8, 36], le vecteur d'onde et la pulsation de la composante Stokes de la diffusion Brillouin sont régis par les équations suivantes :

$$\vec{k}_2 = \vec{k}_1 - \vec{q}, \quad (2.4)$$

$$\omega_2 = \omega_1 - \Omega, \quad (2.5)$$

où \vec{k}_i ($i = 1, 2$), \vec{q} , ω_i , et Ω désignent respectivement les vecteurs d'ondes et les fréquences de l'onde de pompe laser (\vec{k}_1 , ω_1), de l'onde Stokes (\vec{k}_2 , ω_2) et de l'onde acoustique (\vec{q} , Ω). Les fréquences et les vecteurs d'ondes optiques et acoustiques sont donnés par les relations de

dispersion :

$$\begin{aligned} k_i &= \frac{n_0 \omega_i}{c} = \frac{2\pi n_0}{\lambda_i}, \quad i = 1, 2 \\ q &= \frac{\Omega}{C_s}, \end{aligned} \quad (2.6)$$

où λ_i représente la longueur d'onde des ondes pompe et Stokes ($i = 1, 2$); c correspond à la vitesse de la lumière dans le vide, et $C_s \simeq 5.97 \times 10^5$ cm/s désigne la vitesse acoustique dans la silice. Les équations (2.4) et (2.5) traduisent respectivement les équations de conservation de l'impulsion et de l'énergie.

D'après la figure 2.2, l'équation reliant les trois modules des vecteurs d'onde s'écrit :

$$q^2 = k_1^2 + k_2^2 - 2k_1 k_2 \cos \theta, \quad (2.7)$$

où θ est l'angle entre les vecteurs d'onde pompe et Stokes. La fréquence de l'onde acoustique étant très petite devant celle des ondes optiques, on peut faire l'approximation $k_1 \cong k_2$, i.e., les modules des vecteurs d'ondes pompe et Stokes sont équivalents. L'équation (2.7) s'écrit finalement :

$$q = 2k_1 \sin \left(\frac{\theta}{2} \right). \quad (2.8)$$

En utilisant l'équation (2.6), on montre facilement que le décalage fréquentiel que subit l'onde Stokes est lié à la vitesse de propagation des modes de vibrations acoustiques C_s et à l'angle de diffusion θ . L'équation (2.8) devient donc

$$\Omega = 2k_1 C_s \sin \left(\frac{\theta}{2} \right). \quad (2.9)$$

On définit le décalage fréquentiel caractérisant la diffusion Brillouin, aussi appelé *décalage Brillouin*, à partir de la relation

$$\nu_B = \frac{\Omega}{2\pi} = \frac{2n_0 C_s}{\lambda_1} \sin \left(\frac{\theta}{2} \right). \quad (2.10)$$

L'équation (2.10) indique deux configurations extrêmes. Celle où les vecteurs d'ondes pompe et Stokes sont colinéaires et de même direction ($\theta = 0$) et celle où ils sont colinéaires et de sens opposé ($\theta = \pi$). Dans cette dernière configuration, le décalage Brillouin est maximal - on parle alors de *rétrodiffusion Brillouin*- alors qu'il est nul pour $\theta = 0$. Avec (2.10), on déduit le décalage Brillouin maximal ($\theta = \pi$) :

$$\nu_B = \frac{\Omega_B}{2\pi} = \frac{2n_0 C_s}{\lambda_1}, \quad (2.11)$$

où

$$\Omega_B = qC_s = 2C_s n_0 \omega_1 / c. \quad (2.12)$$

Dans la silice, pour une longueur d'onde incidente $\lambda_0 = 1550$ nm, le décalage Brillouin est $\nu_B = 11.2$ GHz [36]. Cela corrobore a posteriori l'approximation $k_1 \cong k_2$ (la fréquence des ondes optiques, de l'ordre de 250 THz, est effectivement très grande devant celle des ondes acoustiques).

Ondes anti-Stokes

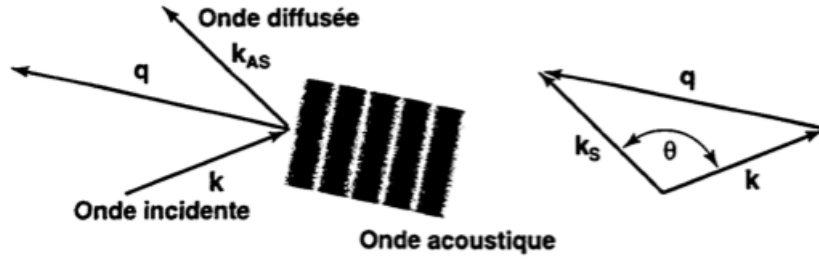


FIGURE 2.3 – Schéma de la génération d'une onde anti-Stokes par diffusion Brillouin ($\vec{k}_2 = \vec{k}_{AS}$, $\vec{k} = \vec{k}_1$).

La figure 2.3 illustre le schéma de principe de la diffusion Brillouin d'une onde anti-Stoke par une onde acoustique et sa configuration géométrique associée.

En répétant la démarche analytique précédente, on peut montrer que la génération d'une onde anti-Stokes par diffusion Brillouin satisfait les équations de conservation de quantité de mouvement et d'énergie

$$\vec{k}_2 = \vec{k}_1 + \vec{q}, \quad (2.13)$$

$$\omega_2 = \omega_1 + \Omega. \quad (2.14)$$

Le décalage Brillouin ν_b en valeur absolue est identique à celui trouvé en (2.11). En régime spontanée, les contributions Stokes et anti-Stokes apparaissent à part égale. En régime stimulé, l'accroissement de la puissance de l'onde de pompe conduit à une augmentation très rapide du nombre de photons Stokes et de phonons acoustiques qui

se développent dans le sens de la propagation. A contrario, la création d'un photon anti-Stokes résulte de l'annihilation d'un photon pompe et d'un phonon acoustique qui se propage dans le sens inverse à la direction de propagation. Pour de la rétrodiffusion stimulée, qui est l'objet de ce travail, le réservoir de phonons à l'origine de la diffusion anti-Stokes n'est pas (ou peu) alimenté et donc l'onde anti-Stokes ne peut être stimulée [33]. C'est la raison pour laquelle nous omettrons en général les contributions anti-Stokes à partir de la section 3.

2.3 Largeur de raie Brillouin et amortissement acoustique

Les largeurs de raie Stokes et anti-Stokes, que l'on a coutume d'appeler largeur de raie Brillouin, sont intimement liées à l'amortissement des ondes sonores. Elles sont d'autant plus larges que l'amortissement des ondes sonores est important. Cet amortissement s'établit sur quelques micromètres tout au plus.

L'intensité des ondes acoustiques subit une décroissance exponentielle [8, 115], caractérisée par un facteur d'amortissement Γ_B :

$$|\Delta\rho(t)|^2 = |\Delta\rho(0)|^2 \exp[-\Gamma_B t], \quad (2.15)$$

associé à la durée de vie τ_B des phonons acoustiques. Cette quantité physique s'exprime en fonction du coefficient d'amortissement des ondes acoustiques selon la relation

$$\Gamma_B = \frac{2}{\tau_B}. \quad (2.16)$$

La transformée de Fourier de l'Éq. (2.15) indique que le spectre Brillouin est une lorentzienne, traduisant une diminution ou une augmentation de la fréquence optique à $\nu_s = \nu_0 - \nu_b$ et $\nu_{as} = \nu_0 + \nu_b$ pour les ondes Stokes et anti-Stokes [Fig. 2.4]. La largeur à mi-hauteur de la raie Brillouin est donnée par

$$\Delta\nu_B = \frac{\Gamma_B}{2\pi} = \frac{1}{\pi\tau_B}. \quad (2.17)$$

Le temps de vie des phonons acoustiques est évalué entre 1 et 10 ns dans la silice, par conséquent la relation $\Omega \simeq \Omega_B \gg \Gamma_B$ sera toujours valide. La table 2.1 récapitule quelques ordres de grandeur des paramètres d'intérêt sur la diffusion Brillouin dans la silice à différentes longueurs d'onde.

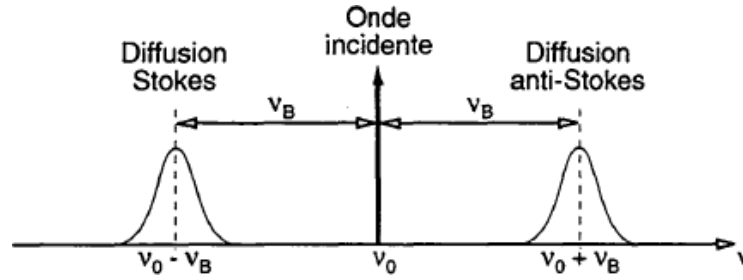


FIGURE 2.4 – Spectre de la diffusion Brillouin spontanée.

Longueur d'onde [μm]	Décalage Brillouin [GHz]	Largeur Brillouin [MHz]
0.355	49.6	289
0.8	21.6	70
1.064	16.5	31.8

TABLE 2.1 – Paramètres physiques de la diffusion Brillouin dans la silice à différentes longueurs d'onde.

3 La diffusion Brillouin stimulée

3.1 Origine de la force d'électrostriction

L'électrostriction est le phénomène fondamental à l'origine de la diffusion Brillouin. Ce phénomène prend naissance lorsqu'une forte densité de champ électrique exerce une compression sur ou à l'intérieur du matériau d'interaction. On peut appréhender ce mécanisme comme une maximisation de l'énergie potentielle : les zones de plus forts gradients du champ électrique attirent les molécules, ce qui augmente localement la densité du milieu et l'énergie potentielle emmagasinée [8].

Soit un champ électrique \vec{E} présent dans un milieu compressible et dont l'origine est celui d'un condensateur plan comme illustré sur la figure 2.5. La densité d'énergie ΔU emmagasinée s'écrit :

$$\Delta U = \frac{1}{2} \epsilon_0 \Delta \epsilon |E|^2, \quad (2.18)$$

où ϵ_0 est la permittivité diélectrique du vide et $\Delta \epsilon$ représente la fluctuation de la constante diélectrique donnée par l'Éq. (2.1). Les molécules polarisées près du condensateur plan sont soumises à une force \vec{F} proportionnelle au gradient du carré du champ électrique qui règne

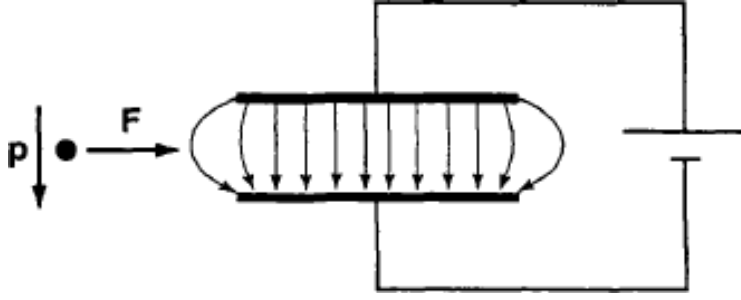


FIGURE 2.5 – Schéma illustrant une force agissant sur une molécule à proximité d'un condensateur. p est le moment dipolaire de la molécule et F la force d'électrostriction s'exerçant sur la molécule.

aux bords du condensateur et qui entraîne un déplacement des molécules. Ce déplacement conduit à une augmentation locale de la densité du milieu par la quantité $\Delta\rho$ par rapport à la densité moyenne ρ_0 . Cette densification induit une modification de la constante diélectrique entre les plaques du condensateur plan :

$$\Delta\epsilon = \left(\frac{\partial\epsilon}{\partial\rho} \right)_T \Delta\rho. \quad (2.19)$$

Par ailleurs le travail volumique de la force d'électrostriction, qui exerce une compression sur le matériau, est proportionnel à la pression électrostrictive et s'écrit :

$$\Delta\tilde{W} = p_{st} \left(\frac{\Delta V}{V} \right) = -p_{st} \frac{\Delta\rho}{\rho_0}. \quad (2.20)$$

En vertu du premier principe de la thermodynamique, on a l'égalité $\Delta\tilde{W} = \Delta U$, fournissant ainsi la pression électrostrictive

$$p_{st} = -\frac{1}{2}\epsilon_0\gamma_e|E|^2, \quad (2.21)$$

avec

$$\gamma_e = \rho_0(\partial\epsilon/\partial\rho)_T, \quad (2.22)$$

où γ_e désigne le coefficient d'électrostriction du matériau.

Il est intéressant de noter ici que d'une part la relation $\Delta\tilde{W} = \Delta U$ amène à faire une hypothèse d'adiabaticité (la totalité de l'énergie potentielle ΔU est convertie au profit du phénomène d'électrostriction) et d'autre part, l'expression (2.21) indique que la pression électrostrictive est minimale dans les zones de fort champ électrique : la matière est donc attirée dans les zones où le champ électrique est le plus intense,

densifiant ainsi ces régions qui voit leur indice s'accroître.

Le raisonnement présenté ci-dessus utilise un champ électrique statique. Néanmoins, il peut-être appliqué pour la composante électrique d'un champ électromagnétique dont l'amplitude est variable. Cela suppose néanmoins quelques modifications. En effet, le déplacement de la matière étant un phénomène relativement lent par rapport à la fréquence du champ électrique, il faut considérer la valeur moyenne de la quantité $|E|^2$ sur plusieurs cycles optiques. L'expression de la pression électrostrictive devient :

$$p_{st} = -\frac{1}{2}\epsilon_0\gamma_e \langle |E|^2 \rangle \quad (2.23)$$

où le symbole $\langle . \rangle$ signifie une prise de moyenne sur au moins un cycle optique de période $T_0 = 2\pi/\omega_0$. En termes d'intensité I exprimée en W/cm^2 , la force d'électrostriction est définie par

$$\vec{\nabla} p_{st} = -\frac{\gamma_e}{2n_0c} \vec{\nabla} I. \quad (2.24)$$

Sous l'action d'un rayonnement laser, les molécules du milieu d'interaction s'agitent autour de leur position d'équilibre, ce qui a pour conséquence de générer des ondes acoustiques de basse fréquence. La constante diélectrique, la densité ainsi que la pression du milieu sont modifiées. Ces fluctuations créent un réseau d'indice de réfraction qui se propage à la vitesse des ondes sonores. Lorsque l'onde laser incidente interagit à son tour avec ce réseau d'indice, une partie de son énergie est diffractée et génère une onde Stokes qui se propage préférentiellement dans la direction opposée à celle de l'onde de pompe incidente. Au fur et à mesure que l'onde de pompe se propage, celle-ci voit son intensité diminuer au profit de l'onde rétrodiffusée. Ce processus peut s'entretenir ainsi jusqu'à épuisement du signal pompe.

3.2 Equation des ondes acoustiques

La densité du matériau ρ est gouvernée par trois équations hydrodynamiques [72,75] :

- L'équation de continuité (conservation de la masse) :

$$\partial_t \rho + \nabla(\rho \vec{u}) = 0 \quad (2.25)$$

- L'équation de Navier-Stokes (conservation du moment) :

$$\rho [\partial_t \vec{u} + (\vec{u} \nabla) \vec{u}] + \nabla p - \eta \nabla^2 \vec{u} + \left(\zeta + \frac{\eta}{3} \right) \nabla(\nabla \cdot \vec{u}) = \vec{F} \quad (2.26)$$

- L'équation de transport de la chaleur (conservation de l'énergie) :

$$\rho T(\partial_t s + \vec{u} \nabla s) - \nabla(\kappa \nabla T) - \sigma'_{ik} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} = Q \quad (2.27)$$

où $\vec{F} = -\nabla p_{st}$ et la fonction Q désigne le terme de couplage laser tel que

$$Q(r, t) = \alpha_L I(r, t). \quad (2.28)$$

α_L est le coefficient d'absorption linéaire optique du matériau et $I(r, t)$ l'intensité du champ laser calculée à partir de la valeur moyenne de la quantité $|E|^2$ sur plusieurs périodes optiques.

ρ , T , p , \vec{u} et s sont respectivement la densité, la température, la pression, la vitesse et l'entropie du matériau. κ est la conductivité thermique et σ'_{ik} le tenseur de contraintes qui dépend des viscosités de cisaillement ζ et volumique η selon la relation suivante :

$$\sigma'_{ik} = \eta \left(\partial_{x_k} u_i + \partial_{x_i} u_k - \frac{2}{3} \delta_{ik} \partial_{x_l} u_l \right) + \zeta \delta_{ik} \partial_{x_l} u_l. \quad (2.29)$$

En combinant les équations hydrodynamiques après les avoir linéarisé et en retenant uniquement les termes perturbatifs du premier ordre, nous montrons que l'équation régissant les variations acoustiques s'écrit

$$-2i\Omega \partial_t \bar{\rho} + (\Omega_B^2 - \Omega^2 - i\Gamma_B \Omega) \bar{\rho} = \frac{q^2 \gamma_e}{2n_0 c} U_1 U_2^*. \quad (2.30)$$

avec $\bar{\rho}$ l'enveloppe des variations acoustiques et

$$\Omega_B^2 - \Omega^2 = (\Omega_B - \Omega)(\Omega_B + \Omega) \simeq 2\Omega(\Omega_B - \Omega) = 2\Omega \Delta\Omega. \quad (2.31)$$

Soit encore,

$$\tau_B \partial_t Q + (1 + i\delta) Q = U_1 U_2^*, \quad (2.32)$$

en introduisant la variable complexe

$$\bar{\rho} = \frac{iq\gamma_e}{2\Gamma_B n_0 c C_s} Q \quad (2.33)$$

et

$$\delta = \tau_B \Delta \Omega = \tau_B (\Omega - \Omega_B). \quad (2.34)$$

L'équation (2.32) est l'équation d'enveloppe des ondes acoustiques retenue dans ce mémoire.

Les détails des calculs ainsi que les hypothèses utilisées sont développées dans l'annexe A.

3.3 Equations des ondes optiques

Nous traitons maintenant les ondes optiques à l'aide des équations de Maxwell :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\partial_t \vec{B}(\vec{r}, t) \quad (2.35)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{J}(\vec{r}, t) + \partial_t \vec{D}(\vec{r}, t) \quad (2.36)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{\rho - \vec{\nabla} \cdot \vec{P}(\vec{r}, t)}{\epsilon_0} \quad (2.37)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) = 0 \quad (2.38)$$

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \vec{E}(\vec{r}, t) + \vec{P}(\vec{r}, t) \quad (2.39)$$

où \vec{E}, \vec{H} représentent les champs électrique et magnétique, \vec{D}, \vec{B} sont les densités de flux associées. \vec{J} est la densité de courant et ρ est la densité de porteurs de charges libres (électrons libres) créés par l'ionisation du milieu. μ_0 est la perméabilité magnétique dans le vide satisfaisant la relation $\mu_0 = 1/\epsilon_0 c^2$.

En faisant l'approximation $\vec{B}(\vec{r}, t) \simeq \mu_0 \vec{H}(\vec{r}, t)$, en prenant le rotationnel de l'équation (2.35) et en substituant l'équation (2.39) dans (2.36), nous obtenons :

$$-\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) + \nabla^2 \vec{E} - c^{-2} \partial_t^2 \vec{E} = \mu_0 (\partial_t^2 \vec{P} + \partial_t \vec{J}). \quad (2.40)$$

En supposant des non-linéarités faibles, soit $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} \simeq 0$, l'équation pour le champ électrique laser se réduit donc à

$$\nabla^2 \vec{E} - c^{-2} \partial_t^2 \vec{E} = \mu_0 (\partial_t^2 \vec{P} + \partial_t \vec{J}) \quad (2.41)$$

où \vec{P} est le vecteur de polarisation propre au matériau de propagation. Dans la théorie classique de l'optique non-linéaire cette quantité s'exprime comme la somme d'une polarisation linéaire \vec{P}_L et une polarisation non-linéaire \vec{P}_{NL} satisfaisant :

$$|\vec{P}_{NL}| \ll |\vec{P}_L|. \quad (2.42)$$

Il est d'usage de calculer le terme de polarisation au moyen d'une transformée de Fourier définie par

$$\hat{F}(\vec{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} F(\vec{r}, t) e^{i\omega t} dt \quad (2.43)$$

$$F(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{F}(\vec{r}, \omega) e^{-i\omega t} d\omega. \quad (2.44)$$

Le terme de polarisation linéaire dans un milieu parfaitement homogène et isotrope s'exprime dans l'espace de Fourier comme suit :

$$\vec{P}_L(\vec{r}, \omega) = \epsilon_0 \chi^{(1)}(\omega) \hat{E}(\vec{r}, \omega) \quad (2.45)$$

avec $\chi^{(1)}(\omega)$ étant la susceptibilité d'ordre un et $\epsilon(\omega)$ la fonction diélectrique

$$\epsilon(\omega) = 1 + \chi^{(1)}(\omega). \quad (2.46)$$

En l'absence de perte, cette fonction est reliée à l'indice de réfraction linéaire du milieu par

$$n(\omega) = \sqrt{\epsilon(\omega)}. \quad (2.47)$$

Supposons un champ électrique laser polarisé linéairement selon la direction \vec{e}_x ($\vec{E} = E\vec{e}_x$) avec

$$E(\vec{r}, t) = \sqrt{c_1} \left(U_1 e^{i(k_1 z - \omega_1 t)} + U_2 e^{i(-k_2 z - \omega_2 t)} + c.c \right) \quad (2.48)$$

où le facteur de normalisation $c_1 = \omega_0 \mu_0 / 2k_0$ permet d'exprimer des intensités optiques dans l'unité physique W/cm^2 .

Le membre de droite de l'équation (2.48) est une combinaison linéaire de l'onde pompe (premier terme) qui se dirige dans la direction des z croissants et de l'onde Stokes (deuxième terme) qui se propage selon les z décroissants. Le champ électrique laser oscille à la fréquence $\omega_0 = \omega_1 \simeq \omega_2 \gg \Omega$ et le nombre d'onde associé est $k_0 = k_1 \simeq k_2$.

En outre le terme de polarisation non-linéaire s'écrit

$$P_{NL} = \epsilon_0 \chi^{(3)} E^3 + \epsilon_0 \Delta \epsilon E \quad (2.49)$$

où $\chi^{(3)}$ est le tenseur de susceptibilité d'ordre 3.

Ainsi, sous hypothèse paraxiale et d'enveloppes lentement variables :

$$|\partial_z U_i| \ll k_0 |U_i| \quad (2.50)$$

$$|\partial_t U_i| \ll \omega_0 |U_i|, \quad (2.51)$$

les équations régissant les enveloppes pompe U_1 et Stokes U_2 s'écrivent :

$$\begin{aligned} 2ik_0(\partial_z + k'\partial_t)U_1 + \nabla_{\perp}^2 U_1 = \\ -2\frac{\omega_0^2}{c^2}n_0n_2(|U_1|^2 + 2|U_2|^2)U_1 - \frac{\omega_0^2}{c^2}\frac{\gamma_e}{\rho_0}\bar{\rho}U_2 \end{aligned} \quad (2.52)$$

$$\begin{aligned} -2ik_0(\partial_z - k'\partial_t)U_2 + \nabla_{\perp}^2 U_2 = \\ -2\frac{\omega_0^2}{c^2}n_0n_2(|U_2|^2 + 2|U_1|^2)U_2 - \frac{\omega_0^2}{c^2}\frac{\gamma_e}{\rho_0}\bar{\rho}^*U_1 \end{aligned} \quad (2.53)$$

avec $3c_1^{3/2}\epsilon_0\chi^{(3)} = 2\sqrt{c_1}\epsilon_0n_0n_2$ et $k' \simeq k_0/\omega_0$ est le coefficient de dispersion d'ordre 1, inversement proportionnel à la vitesse de groupe de l'onde pompe.

L'ensemble des calculs ainsi que les hypothèses adoptées permettant d'établir le système d'équations pour les ondes pompe et Stokes sont explicités dans la l'annexe B.

Nous venons de dériver notre modèle de propagation pour les ondes laser pompe et Stokes en présence de fluctuations acoustiques excitées par électrostriction. Un terme manque au modèle ci-dessus, c'est celui relatif au courant de particules chargées, i.e., $\mu_0\partial_t J$ dans le membre de gauche de l'équation (2.41).

3.4 Equation plasma

Avant de calculer la contribution plasma dans les équations de propagation, il est important de rappeler les principales théories à la base de la production d'électrons libres par interaction laser-atome.

Theorie de Keldysh dans les gaz

La théorie de Keldysh a été initialement développée pour des atomes hydrogénoides dans leur état fondamental [66]. Dans son article original, le taux d'ionisation W d'un atome ionisé par un champ électrique oscillant s'écrit à partir du dipôle atomique $\langle \Psi | \vec{r} \cdot \vec{E} | \Psi \rangle$, soit :

$$W = \frac{e^2}{\hbar^2} \lim_{t \rightarrow \infty} \int \frac{d\vec{p}}{(2\pi\hbar)^3} \frac{d}{dt} \left| \int_0^t \cos(\omega t') dt' \times \langle \Psi_{\vec{p}}(\vec{r}, t') | \vec{r} \cdot \vec{E} | \Psi_{\vec{g}}(\vec{r}, t') \rangle \right|^2 \quad (2.54)$$

où $e = q_e$. $\vec{E}(t) = \vec{E}_p \cos(\omega t)$ est le champ électrique laser oscillant à la fréquence ω et l'intégrale de volume porte sur les quantités de mouvement des électrons \vec{p} soumis au champ laser. La prise de crochet se rapporte à la notation bra-ket au sens quantique, entre la fonction d'onde Ψ de l'électron dans son état fondamental et celle dans le continuum (libération du potentiel coulombien). L'état fondamental de l'atome avec le potentiel d'ionisation $E_g = -U_i$ s'écrit :

$$\Psi_{\vec{g}}(\vec{r}, t) = \frac{1}{\sqrt{\pi a^3}} e^{\frac{-r}{a}} e^{\frac{-i}{\hbar} E_g t} \quad (2.55)$$

où $a = a_B/Z$ inclut le rayon de Bohr a_B de l'hydrogène et l'état de charge effectif Z . Sa probabilité de présence est à décroissance exponentielle.

Les états électroniques du continuum sont décrits par les fonctions de Volkov données par

$$\Psi_{\vec{p}}(\vec{r}, t) = e^{\frac{i}{\hbar} [(\vec{p} - e\vec{A}(t)) \cdot \vec{r} - \frac{1}{2m_e} \int_0^t (\vec{p} - e\vec{A}(t'))^2 dt']} \quad (2.56)$$

avec $\vec{A}(t)$ désignant le potentiel vecteur du champ laser.

En introduisant les équations (2.55) et (2.56) dans l'équation (2.54) et après des calculs lourds nécessitant l'utilisation du théorème des résidus et l'évaluation de phase par la méthode du col, on peut exprimer le taux d'ionisation comme suit :

$$W = 2\sqrt{2} \left[\frac{2E_0}{E\sqrt{1+\gamma^2}} \right]^{\frac{1}{2}} U_i \frac{\gamma^2}{1+\gamma^2} e^{-2\nu \left[\sinh^{-1}(\gamma) - \frac{\gamma\sqrt{1+\gamma^2}}{1+2\gamma^2} \right]} \times \sum_{\kappa \geq n_0}^{\infty} e^{-\alpha[\kappa-\nu]} \Psi_0[\sqrt{\beta(\kappa-\nu)}] \quad (2.57)$$

avec, en unités atomiques ($m_e = |e| = a_B = 1$), $E_0 = (2U_i)^{3/2}$, $\gamma = \omega \frac{\sqrt{2U_i}}{E}$, $\nu = \frac{U_i}{\hbar\omega}$, $\beta = \frac{2\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}}$, $\alpha = 2 \left[\sinh^{-1}(\gamma) - \frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}} \right]$,

$\nu_0 = \langle \nu + 1 \rangle$ et

$$\Psi_m(x) = e^{-x^2} \int_0^x (x^2 - y^2)^{|m|} e^{y^2} dy. \quad (2.58)$$

Ici, le symbole $\langle \rangle$ indique l'extraction de la partie entière.

Ce taux (qui est en fait une probabilité d'ioniser l'atome considéré) permet de discriminer le processus d'ionisation d'un atome selon deux régimes d'intensité en fonction du paramètre γ de Keldysh qui, en unité physique, s'écrit

$$\gamma = \frac{\omega \sqrt{2m_e U_i}}{|q_e| E_p} \sim \sqrt{\frac{U_i}{I}}, \quad (2.59)$$

où I se réfère à l'intensité (donc à l'énergie) du champ laser. Le premier régime (Fig. 2.6), $\gamma \gg 1$, pour des intensités laser faibles, résulte de l'ionisation multiphotonique (MPI). L'électron est libéré quand il absorbe $\langle \nu + 1 \rangle = \langle \frac{U_i}{\hbar\omega} + 1 \rangle$ photons. Le second régime (Fig. 2.7), $\gamma \ll 1$, pour des intensités laser fortes, traduit l'ionisation par effet tunnel. L'électron quitte l'ion en acquérant suffisamment d'énergie pour traverser la barrière du potentiel coulombien par effet tunnel.

En régime MPI, le taux d'ionisation est obtenu lorsque $\gamma \rightarrow \infty$ dans l'équation (2.57). Il se réduit alors à :

$$W = \sigma^{(K)} \times I^K \quad (2.60)$$

où I représente l'intensité laser et $\sigma^{(K)}$ est la section efficace d'ionisation multiphotonique donnée en unité atomique (u.a) :

$$\sigma^{(K)} = 4\sqrt{2}\omega \left(\frac{U_i}{\hbar\omega} \right)^{2K+\frac{3}{2}} \times \frac{e^{2K-\frac{U_i}{\hbar\omega}}}{E_0^{2K}} \Psi_0 \left[\sqrt{2K - \frac{2U_i}{\hbar\omega}} \right]. \quad (2.61)$$

Une formule pratique permet de calculer la section efficace dans l'unité pertinente ($s^{-1}cm^{2K}/W^K$) :

$$\sigma^{(K)} [s^{-1}cm^{2K}/W^K] = \frac{\sigma^{(K)}(u.a)}{2.42 \times 10^{-17} \times [3.51 \times 10^{16}]^K}. \quad (2.62)$$

Théorie de Keldysh dans les milieux denses

Dans les milieux denses, la création de charges libres est décrite par le

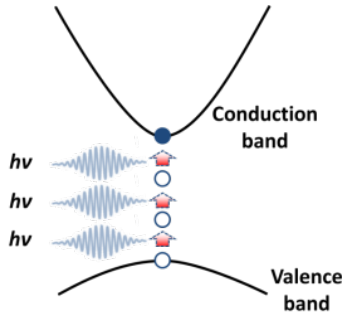


FIGURE 2.6 – Illustration schématique de l'ionisation multiphotonique (MPI) dans un solide. 3 photons sont nécessaires pour que des électrons de la bande de valence atteignent la bande de conduction.

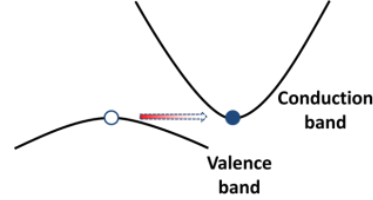


FIGURE 2.7 – Illustration schématique de l'effet tunnel.

taux d'ionisation calculé par la théorie de Keldysh utilisant des fonctions d'onde de Bloch appliquées aux atomes d'un cristal.

Le taux d'ionisation correspondant s'écrit

$$W = \frac{2\omega}{9\pi} \left(\frac{\sqrt{1+\gamma^2} m^* \omega}{\gamma \hbar} \right)^{\frac{3}{2}} \times Q(\gamma, \frac{\bar{\Delta}}{\hbar\omega}) \times e^{-\pi < \frac{\bar{\Delta}}{\hbar\omega} + 1 > \times \left[\frac{K(\frac{\gamma^2}{1+\gamma^2}) - E(\frac{\gamma^2}{1+\gamma^2})}{E(\frac{1}{1+\gamma^2})} \right]}, \quad (2.63)$$

où $\gamma = \omega \sqrt{m^* E_g} / (|q_e| E_p)$ désigne le nouveau paramètre de Keldysh, m^* est la masse réduite d'une paire électron/trou telle que $m^{*-1} = m_e^{-1} + m_h^{-1}$ et

$$\bar{\Delta} = \frac{2}{\pi} E_g \left[\frac{1+\gamma^2}{\gamma} E \left(\frac{1}{1+\gamma^2} \right) \right], \quad (2.64)$$

$$Q(\gamma, x) = \sqrt{\frac{\pi}{2K(\frac{1}{1+\gamma^2})}} \times \sum_{n=0}^{+\infty} e^{-\pi n \left[\frac{K(\frac{\gamma^2}{1+\gamma^2}) - E(\frac{\gamma^2}{1+\gamma^2})}{E(\frac{1}{1+\gamma^2})} \right]} \times \Psi_0 \left[\sqrt{\frac{\pi^2}{4} \frac{2 < x+1 > -2x+n}{K(\frac{1}{1+\gamma^2}) \times E(\frac{1}{1+\gamma^2})}} \right]. \quad (2.65)$$

Ici les fonctions

$$K(x) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} (1 - x \sin^2(\theta))^{-1/2} d\theta, \quad (2.66)$$

$$E(x) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} (1 - x \sin^2(\theta))^{1/2} d\theta \quad (2.67)$$

désignent des intégrales elliptiques de première et seconde espèce.

Le taux d'ionisation en régime multiphotonique s'exprime de nouveau comme $W = \sigma^{(K)} \times I^{(K)}$ avec

$$\sigma^{(K)} = \frac{2\omega}{9\pi} \left(\frac{m^*\omega}{\hbar} \right)^{\frac{3}{2}} \Psi_0 \left[\sqrt{2(K - \frac{E_g}{\hbar\omega})} \right] e^{2K} \left(\frac{e^2}{8m^*\omega^2 E_g \epsilon_0 c n_0} \right)^K. \quad (2.68)$$

La figure 2.8 montre quelques taux d'ionisation dans les gaz (gauche) et dans des milieux plus denses (silice et eau, droite). On distingue le régime MPI pour les faibles intensités $I \ll 1 - 2 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ et le régime tunnel prenant place aux intensités supérieures.

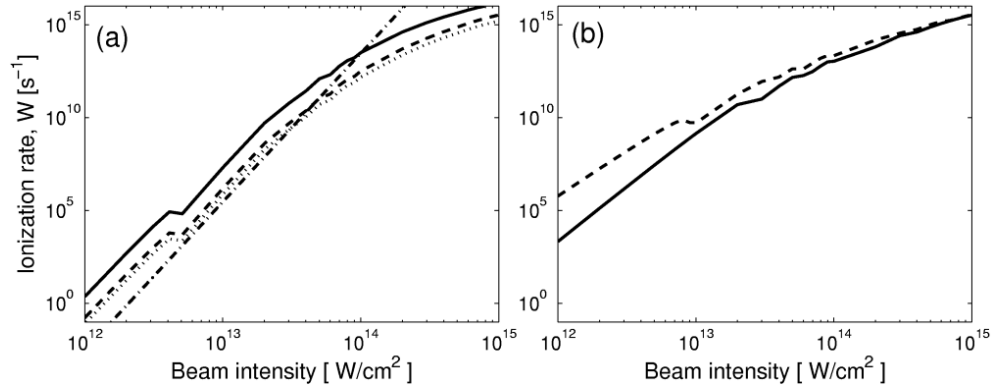


FIGURE 2.8 – (a) Taux d'ionisation pour les molécules O_2 en fonction de l'intensité laser obtenus à partir de la théorie PPT (courbe pleine), d'un modèle ADK moléculaire [30] (courbe en tirets), de mesures expérimentales restituées à partir de PPT avec $Z_{\text{eff}} = 0.53$ (courbe en pointillé) et une formulation MPI avec $K = 8$ (courbe en tirets-points) utilisée à 800 nm ($\sigma_K = 2.88 \times 10^{-99} \text{ s}^{-1} \text{cm}^{2K} / \text{W}^K$). (b) Taux d'ionisation pour la silice (courbe pleine, $U_i = 7.8 \text{ eV}$) et l'eau (courbe en tirets, $U_i = 7 \text{ eV}$) à la même longueur d'onde.

Lorsque l'intensité atteint plusieurs TW/cm^2 , le matériau commence à s'ioniser et libère des électrons, créant ainsi un courant de charge. La densité de courant $\vec{J} = q_e \rho \vec{v}_e$, où \vec{v}_e est la vitesse des électrons et ρ est la *densité électronique* (à ne pas confondre avec la densité du matériau) se calcule à l'aide du principe fondamental de la dynamique :

$$\partial_t \vec{v}_e + (\vec{v}_e \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_e = \frac{q_e}{m_e} \left(\vec{E} + \frac{\vec{v}_e \times \vec{B}}{c} \right) - \nu_e \vec{v}_e - \frac{\vec{\Pi} \vec{v}_e}{\rho}, \quad (2.69)$$

et de l'équation de continuité

$$\partial_t \rho + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}_e) = \vec{\Pi}. \quad (2.70)$$

Ici, ν_e est la fréquence de collision effective électrons-atomes et $\vec{\Pi}$ représente les termes sources externes plasma. En combinant les équations (2.69) et (2.70) on a :

$$\partial_t \vec{J} + \nu_e \vec{J} = \frac{q_e \rho}{m_e} \vec{E} + \vec{\Pi}_{\text{pond}} \quad (2.71)$$

où

$$\vec{\Pi}_{\text{pond}} = \frac{q_e}{m_e c} \vec{J} \times \vec{B} - \left[\frac{\vec{J}}{\rho q_e} (\vec{\nabla} \cdot \vec{J}) + (\vec{J} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_e \right],$$

représente les forces pondéromotrices non-linéaires qui s'appliquent sur les enveloppes lentement variables. L'intensité mise en jeu dans le cadre de ce mémoire n'excédant pas le petawatt par cm^2 ($I \ll 10^{15} \text{ W/cm}^2$), ces termes non-linéaires seront négligés, ce qui conduit à

$$\partial_t \vec{J} + \nu_e \vec{J} = \frac{q_e \rho}{m_e} \vec{E}. \quad (2.72)$$

En assurant que les électrons libres ont un temps de vie limité dans les solides, l'expression (2.70) fournit une équation source pour la densité électronique

$$\partial_t \rho = W(I)(\rho_{\text{nt}} - \rho) - \frac{\rho}{\tau_{\text{rec}}} \quad (2.73)$$

avec ρ_{nt} désignant la densité d'espèces neutres et τ_{rec} le temps de recombinaison électronique [30]. Nous faisons l'hypothèse que $\rho \ll \rho_{\text{nt}}$.

Notons ici qu'il existe un modèle plus complet incluant aussi l'ionisation par avalanche (ou par impact) de façon consistante avec l'équation (2.72). Dans ce cas l'équation gouvernant la densité d'électrons est complétée comme suit :

$$\partial_t \rho = W(I)(\rho_{\text{nt}} - \rho) + \frac{\sigma}{U_i} \rho I - \frac{\rho}{\tau_{\text{rec}}}, \quad (2.74)$$

où σ est la section efficace de Bremsstrahlung inverse (section efficace de collision). En général, l'ionisation par avalanche sera trouvée négligeable dans le cadre de ce mémoire.

Etant donné que les porteurs de charges libres sont créés par photo-ionisation, donc par une absorption locale d'énergie laser, il faut tenir

compte des pertes inhérentes à ce mécanisme. Grâce au théorème de Poynting, l'énergie perdue W par photoionisation s'évalue avec

$$\frac{d}{dt}W = \vec{J}_{\text{pertes}} \cdot \vec{E}. \quad (2.75)$$

Nous supposons à priori un régime d'ionisation multiphotonique de sorte que

$$\vec{J}_{\text{pertes}} \cdot \vec{E} = U_i \partial_t \rho_{MPI} = U_i \rho_{nt} \sigma_k I^K \quad (2.76)$$

où $U_i \simeq K\hbar\omega_0$. On obtient ainsi :

$$\mu_0 \partial_t J_{\text{pertes}} = -ik_0 \beta^{(K)} I^{(K-1)} E \quad (2.77)$$

où $\beta^{(K)} = \sigma^{(K)} K\hbar\omega_0 \rho_{nt}$ est le coefficient d'absorption multiphotonique. Après avoir introduit l'expression du champ électrique dans l'équation (2.77), nous retenons les termes suivants :

$$O(e^{i(k_1 z - \omega_1 t)}) : \frac{\beta^{(K)}}{2} I^{K-1} U_1 e^{i(k_1 z - \omega_2 t)} \quad (2.78)$$

$$O(e^{i(k_2 z - \omega_2 t)}) : \frac{\beta^{(K)}}{2} I^{K-1} U_2 e^{i(-k_2 z - \omega_2 t)}. \quad (2.79)$$

Dans la suite de ce manuscrit nous assumons qu'en chaque point de l'espace (x, y, z) , l'intensité de l'onde de pompe I_1 est grande lorsque l'onde Stokes I_2 est relativement petite. Cette hypothèse se justifie par le fait que l'onde de pompe croît plutôt dans le front de l'impulsion alors que l'onde Stokes est alimentée et croît dans la partie arrière de l'impulsion laser (cf. Fig. 2.14). Nous assumons donc

$$I \simeq I_1 + I_2, \quad (2.80)$$

et

$$I^K \simeq I_1^K + I_2^K. \quad (2.81)$$

Après avoir incorporé les termes plasma dans les équations (B.17) et (B.18), on obtient le système d'équations non-linéaires régissant le couplage entre l'auto-focalisation Kerr, la rétrodiffusion Brillouin et la réponse inertielle plasma :

$$\begin{aligned} (\partial_z + k' \partial_t) U_1 &= \frac{i \nabla_{\perp}^2 U_1}{2k_0} + i \frac{\omega_0}{c} n_2 (I_1 + 2I_2) U_1 - \frac{g}{2} Q U_2 \\ &\quad - i \frac{k_0}{2n_0^2 \rho_c} \rho U_1 - \frac{\beta^{(K)}}{2} I_1^{K-1} U_1, \end{aligned} \quad (2.82)$$

$$(-\partial_z + k' \partial_t) U_2 = \frac{i \nabla_{\perp}^2 U_2}{2k_0} + i \frac{\omega_0}{c} n_2 (I_2 + 2I_1) U_2 + \frac{g}{2} Q^* U_1 - i \frac{k_0}{2n_0^2 \rho_c} \rho U_2 - \frac{\beta^{(K)}}{2} I_2^{K-1} U_2, \quad (2.83)$$

$$\tau_B \partial_t Q + Q = U_1 U_2^* + N, \quad (2.84)$$

$$\partial_t \rho = \sigma_K \rho_{nt} (I_1^K + I_2^K) - \frac{\rho}{\tau_{\text{rec}}}. \quad (2.85)$$

Le facteur de gain Brillouin, $g(\omega)$, se déduit de la relation suivante :

$$g(\Omega) = g_0 \frac{(\Gamma_B/2)^2}{(\Gamma_B/2)^2 + (\Omega_B - \Omega)^2}. \quad (2.86)$$

Ici g_0 est le coefficient de couplage phonon-photon défini par

$$g_0 = g(\Omega_B) = \frac{\gamma_e \omega_0^2}{n_0 C_S c^3 \rho_0 \Gamma_B} \quad (2.87)$$

et calculé dans la silice à partir de la densité du matériau $\rho_0 = 2.21 \text{ g/cm}^3$. Comme $\Gamma_B \sim q^2 \sim 1/\lambda_0^2$, le coefficient $g_0 \sim \omega_0^2/\Gamma_B$ varie peu avec la longueur d'onde laser ($\gamma_e \sim n_0^4$). On a coutume d'exprimer ce facteur de gain en fonction du coefficient élasto-optique longitudinal p_{12} [8, 64, 76, 95, 123] :

$$g_0 = \frac{\omega_0^2 n_0^7 p_{12}^2}{C_S c^3 \rho_0 \Gamma_B} \quad (2.88)$$

où $\gamma_e = n_0^4 p_{12}$. La valeur du coefficient élasto-optique est couramment estimée entre 0.27 et 0.286 pour des longueurs d'onde laser comprises entre 335 nm et 1064 nm, fournissant un coefficient de couplage Brillouin évalué à

$$g_0 = 5 \text{ cm/GW}. \quad (2.89)$$

Dans la suite, nous considérons que les ondes de pompe et Stokes sont à la résonance Brillouin ($\Omega \simeq \Omega_B$) de sorte que $g(\Omega) = g_0$.

4 L'auto-focalisation à distance finie

Étudions la propagation d'une seule onde se propageant dans un milieu Kerr. Pour ce faire, nous considérons que le champ laser \vec{E} possède une seule composante (la rétrodiffusion Brillouin est supprimée) et nous négligeons la force d'électrostriction générant des phonons. En outre, les dispersions du premier ordre et d'ordre élevé sont ignorées.

On peut alors utiliser le changement de variables $t \rightarrow t - k'z$ pour passer dans le référentiel de la vitesse de groupe de l'onde de pompe et adimensionner l'équation restante en faisant les changements de variables

$$r \rightarrow w_0 r, \quad t \rightarrow t_p t, \quad z \rightarrow 4z_0 z, \quad (2.90)$$

$$U \rightarrow \sqrt{\frac{\lambda_0^2}{32\pi^2 n_0 n_2 \omega_0^2}} U, \quad \rho \rightarrow \left(\frac{n_0^2 \rho_c}{2k_0 z_0} \right) \rho \quad (2.91)$$

où $z_0 = \frac{n_0 \pi w_0^2}{\lambda_0}$ est la longueur de Rayleigh. Après applications de ces nouvelles variables, les équations (2.82) et (2.85) deviennent dans la limite $\tau_{\text{rec}} \rightarrow +\infty$:

$$i\partial_z U + \nabla_\perp^2 U + |U|^2 U - \rho U + i\nu |U|^{2K-2} U = 0 \quad (2.92)$$

$$\partial_t \rho \simeq \Gamma |U|^{2K} \quad (2.93)$$

avec $U = U_1$, $\nu = 2z_0 \beta^{(K)} \left(\frac{\lambda_0^2}{8\pi^2 n_0 n_2 w_0^2} \right)^{K-1}$ désigne le coefficient d'ab-

sorption multiphotonique adimensionné, et $\Gamma = k_0^2 t_p \sigma^{(K)} \left(\frac{\rho_{nt}}{\rho_c} \right) \left(\frac{\lambda_0^2}{8\pi^2 n_0 n_2 w_0^2} \right)^K w_0^{2(1-K)}$ est le coefficient multiphotonique adimensionné.

L'équation (2.92) sans la réponse plasma et les pertes associées ($\Gamma \rightarrow 0$ et $\nu \rightarrow 0$) a des propriétés importantes. En particulier, il existe un seuil en puissance, à partir duquel l'auto-focalisation de l'onde conduit à par une singularité mathématique à distance finie¹ [67, 121].

Le détail des propriétés qui vont suivre est donné en Appendice C. Nous faisons l'hypothèse qu'il existe au moins localement une solution unique à l'équation classique de Schrödinger non-linéaire (NLS) :

$$i\partial_z U + \nabla^2 U + |U|^2 U = 0, \quad (2.94)$$

et que cette solution appartient à l'espace de Hilbert \mathbb{H}^1 telle que :

$$\|U\|_{\mathbb{H}^1} = (\|U\|_2^2 + \|\nabla U_\perp\|_2^2)^{\frac{1}{2}} < +\infty. \quad (2.95)$$

L'opérateur de diffraction ∇_\perp^2 est généralisé à un espace transverse de dimension D . Ici U et ses dérivées spatiales sont nulles à l'infini. La norme d'une fonction L^p est définie par $\|f\|_p = \left(\int |f|^p d\vec{r} \right)^{\frac{1}{p}}$. L'équation (2.94) possède deux invariants : la puissance P et l'Hamiltonien H définis comme suit

$$P = \|U\|_2^2 \quad (2.96)$$

1. On parle aussi de collapse à distance finie

$$H = \|\nabla_{\perp} U\|_2^2 - \frac{1}{2}\|U\|_4^4. \quad (2.97)$$

Par ailleurs, nous disposons du théorème du Viriel (voir calculs dans l'Appendice C), qui montre que, sous certaines conditions, il existe une distance $z = z_c$ finie telle que $\lim_{z \rightarrow z_c} \langle r^2 \rangle = 0$, où

$$\langle r^2 \rangle = \frac{\|rU\|_2^2}{P}$$

est le rayon carré moyen d'une solution centrée en $\vec{r} = \vec{0}$.

Une relation clé pour l'établissement de ce théorème est l'équation dynamique de $\langle r^2 \rangle$:

$$P d_z^2 \langle r^2 \rangle = 4 \left[2H + \left(1 - \frac{D}{2}\|U\|_4^4\right) \right]. \quad (2.98)$$

L'expression précédente est l'égalité du Viriel [106, 129].

En intégrant cette égalité deux fois en z pour un espace transverse de dimension $D \geq 2$:

$$P \langle r^2 \rangle \leq 4Hz^2 + d_z \langle r^2 \rangle|_{z=0} + \langle r^2 \rangle|_{z=0}, \quad (2.99)$$

nous déduisons que si $H < 0$, c'est-à-dire pour des conditions initiales d'amplitude suffisamment élevée, alors $\langle r^2 \rangle$ tend vers 0 et la solution U diverge en amplitude à une distance finie, $z = z_c < +\infty$. En effet, en vertu de l'inégalité :

$$P = \|U\|_2^2 = -\frac{2}{D} \text{Re} \int \vec{r} \vec{\nabla}_{\perp} |U|^2 d\vec{r} \leq \frac{2}{D} \int |\vec{r}U| |\vec{\nabla}_{\perp} U| d\vec{r} \quad (2.100)$$

et en utilisant l'inégalité de Cauchy-Schwarz, nous obtenons :

$$P \leq \frac{2}{D} \left(\int r^2 |U|^2 d\vec{r} \right)^{\frac{1}{2}} \times \left(\int |\nabla_{\perp} U|^2 d\vec{r} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.101)$$

$$P \leq \frac{4}{D^2} \langle r^2 \rangle \times \int |\nabla_{\perp} U|^2 d\vec{r}. \quad (2.102)$$

Puisque $P > 0$, si $\langle r^2 \rangle$ tend vers 0 lorsque $z \rightarrow z_c$, la norme du gradient $\int |\nabla_{\perp} U|^2 d\vec{r}$ diverge à son tour. Cette propriété fondamentale traduit le fait que la solution cesse d'exister à distance finie dans son espace de Sololev \mathbf{H}^1 . Puisque l'Hamiltonien H est fini, cette divergence conduit la norme $\|U\|_4^4$ à aussi diverger dans la même limite ($z \rightarrow z_c$). À partir du théorème de la valeur moyenne

$$\|U\|_4^4 \leq \max_r |U|^2 \times P, \quad (2.103)$$

cette dernière propriété amène à l'explosion de l'amplitude maximale de la solution. D'autre part, l'inégalité de Cagliardo-Nirenberg [57, 106] :

$$\|U\|_4^4 \leq C \|\nabla_\perp U\|_2^D \times \|U\|_2^{D-2} \quad (2.104)$$

permet de minorer l'Hamiltonien dans le cas $D = 2$ comme suit :

$$H \geq \|\nabla_\perp U\|_2^2 \left(1 - \frac{C}{2}P\right). \quad (2.105)$$

En cas d'explosion (ou collapse) d'une onde, $\|\nabla_\perp U\|_2^2 \rightarrow +\infty$ implique que $P \geq \frac{2}{C}$ en vertu de la finitude de l'Hamiltonien H . Weinstein [130] a montré que la meilleure constante pour l'inégalité (2.104) s'écrit $\bar{C} = \frac{2}{P_c}$ avec $P_c = \int R^2 d\vec{r} = 11.68$ et R est la solution radiale pour le mode dit de Townes [73] satisfaisant l'équation différentielle ordinaire :

$$-R + \nabla^2 R + R^3 = 0. \quad (2.106)$$

P_c est la puissance minimale que la solution U doit avoir en $z = 0$ pour "collapser" à distance finie. Ces considérations théoriques sur l'équation de Schrödinger non-linéaire impliquent l'existence d'une puissance critique telle que l'onde initiale pourra s'auto-focaliser sous l'effet de non-linéarités Kerr. Cette puissance critique s'exprime en unités physiques comme suit

$$P_{cr} = \frac{3.72\lambda_0^2}{8\pi n_0 n_2} \approx \frac{\lambda_0^2}{2\pi n_0 n_2}. \quad (2.107)$$

Elle augmente quadratiquement avec la longueur d'onde de l'impulsion laser.

Auto-focalisation simple

Lorsque les puissances mises en jeu sont supérieures à la puissance critique P_{cr} , le matériau peut alors se comporter comme une lentille convergente (effet loupe), conduisant le faisceau à s'auto-focaliser autour d'un ou plusieurs points² dans le plan de diffraction. On parle d'auto-focalisation simple ou de filamentation multiple selon le nombre de filaments créés. L'intensité laser peut donc atteindre des niveaux très importants et occasionner de nombreux dommages au sein du matériau.

La figure 2.9 ci-dessous montre le schéma de principe de l'auto-focalisation simple et les profils spatiaux intégrés à partir de l'équation (2.94) pour des faisceaux gaussiens.

2. On parle parfois de foyer d'auto-focalisation ou de collapse

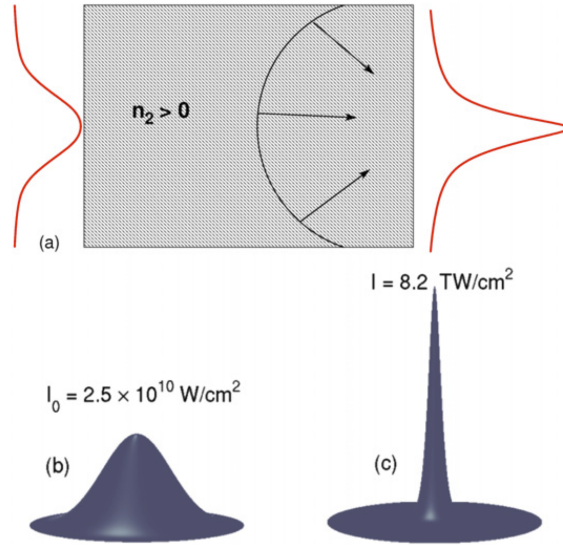


FIGURE 2.9 – Principe l’auto-focalisation d’un faisceau initialement gaussien se propageant dans un milieu Kerr cubique.

Dans les années 70, les travaux de Marburger ont permis de prédire la distance à partir de laquelle un faisceau initialement ($z = 0$) gaussien [82] :

$$U(x, y, z = 0) = \sqrt{\frac{2P}{\pi w_0^2}} e^{-\frac{x^2 + y^2}{w_0^2}} \quad (2.108)$$

où w_0 est le rayon à $1/e^2$ de l’intensité laser et P représente la puissance crête du faisceau, devait s’auto-focaliser pour des puissances suffisamment importantes. Cette distance est appelée distance d’auto-focalisation. Elle s’écrit :

$$z_c = \frac{0.367 z_0}{\sqrt{[(\sqrt{\frac{P}{P_{cr}}} - 0.852)^2 - 0.0219]}} \quad (2.109)$$

avec z_0 étant la distance de Rayleigh.

Instabilités modulationnelles

Des faisceaux perturbés dont la puissance initiale est très grande devant la puissance critique peuvent se scinder en plusieurs cellules de petites tailles induites par des instabilités modulationnelles. Ces cellules croissent selon l’axe de propagation z et forment des filaments multiples. La figure 2.10, extraite de la Réf. [117], illustre ce phénomène de filamentation multiple.

On fait usage d'une théorie perturbative afin de calculer le taux de croissance de perturbations qui déstabilisent l'onde de pompe. L'analyse présentée se limitera à des perturbations indépendantes du temps et qui croissent dans la direction de propagation (Oz). Nous considérons toujours l'équation (2.94) et appliquons une théorie de type onde plane.

La solution en onde plane telle que $\nabla_{\perp}^2 U = 0$ s'écrit :

$$U_1(z) = U_0 e^{i|U_0|^2 z}, \quad (2.110)$$

où $U_0 = U(z=0)$ est supposée réelle. Nous recherchons une solution perturbée sous la forme :

$$U_1(z) = U_0 e^{i|U_0|^2 z} [1 + \epsilon (v + iw)] \quad (2.111)$$

où $\epsilon \ll 1$, et les modes perturbatifs sont des fonctions réelles oscillant comme $(v, w) \sim \cos(\vec{k}_{\perp} \cdot \vec{r}_{\perp}) e^{\gamma z}$ avec k_{\perp} désignant le nombre d'onde dans le plan transverse et γ le taux de croissance longitudinal des perturbations. L'équation (2.94) linéarisée s'écrit :

$$(\partial_z v + i\partial_z w) + ik_{\perp}^2 (v + iw) - i2v|U_0|^2 = 0. \quad (2.112)$$

En séparant les contributions réelles et imaginaires, nous aboutissons au système d'équations

$$\partial_z w = (2|U_0|^2 - k_{\perp}^2) v. \quad (2.113)$$

$$\partial_z v = k_{\perp}^2 w. \quad (2.114)$$

En combinant les équations (2.113) et (2.114), nous obtenons :

$$\partial_z^2 w = \gamma^2 w \quad (2.115)$$

avec

$$\gamma = k_{\perp} \sqrt{(2|U_0|^2 - k_{\perp}^2)}. \quad (2.116)$$

L'équation (2.116) représente le taux de croissance des modes perturbatifs. Les instabilités modulationnelles s'établissent lorsque $\gamma > 0$ pour tout nombre d'onde appartenant à l'intervalle

$$0 < k_{\perp}^2 < 2|U_0|^2.$$

Le taux de croissance maximal des modes perturbatifs, $\gamma_{\max} = |U_0|^2$, correspond au nombre d'onde transverse optimal $k_{\max} = |U_0|$.

En unités physiques, le taux de croissance maximal s'exprime $\gamma_{\max} =$

$n_2\omega_0 I_0/c$, avec $I_0 = I(z = 0)$. Ce taux de croissance permet d'estimer le foyer d'auto-focalisation dans le cas de la filamentation multiple d'un faisceau :

$$z_c^{\text{MF}} \simeq \frac{\lambda_0}{2\pi n_2 I_0}. \quad (2.117)$$

Il est important de mentionner que le processus de multifilamentation se caractérise par un raccourcissement du foyer d'auto-focalisation en comparaison au phénomène de filamentation simple ($z_c^{\text{MF}} < z_c$).

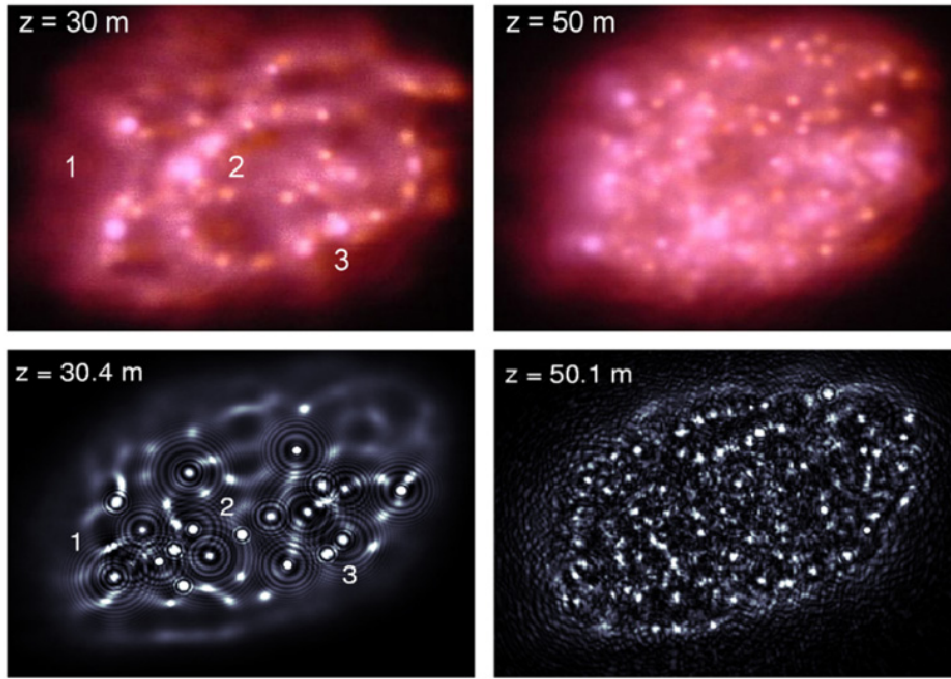


FIGURE 2.10 – Filamentation multiple d'une impulsion de 100 fs (Téra-mobile) de taille transverse $w_0 = 2.5$ cm et $P_1(0) = 700P_{\text{cr}}$ à différentes distances de propagation. (haut) : Résultats expérimentaux. (bas) : Résultats numériques provenant d'une intégration de l'Éq. (2.94) à partir de profils numérisés de fluence expérimentale [117].

5 Défocalisation plasma

Pour illustrer l'action de la non-linéarité plasma nous considérons les équations (2.92) et (2.93) en négligeant la dissipation MPA :

$$i\partial_z U + \nabla_{\perp}^2 U + |U|^2 U - \rho U = 0 \quad (2.118)$$

$$\partial_t \rho \simeq \Gamma |U|^{2K}. \quad (2.119)$$

Au voisinage de $z = z_c$, la solution U s'auto-focalise. Selon les travaux de la Réf. [106], nous savons qu'une solution collapse en l'absence de plasma et diverge de façon auto-similaire, c'est-à-dire que l'intensité de la solution préserve sa puissance $P \propto I(z)L^2(z)$, où $L(z)$ est le rayon transverse tendant vers zéro lorsque $I(z)$ diverge près de z_c . Plus précisément, dans ce régime, U adopte un comportement auto-semblable sous la forme

$$U \rightarrow \Psi_s = L^{-1} R(r/L) e^{i(\int_0^z \frac{du}{L^2(u,t)} + L_z \frac{r^2}{4L})}. \quad (2.120)$$

Ici, $L \equiv L(z, t) \rightarrow 0$ quand $z \rightarrow z_c$ et $L_z \equiv \partial_z L$. R désigne le mode de Townes et r/L est la variable spatiale auto-similaire garantissant une intégrale de puissance constante. Le terme de phase dans (2.120) assure la covariance de l'Éq. (2.118) en appliquant cette nouvelle variable d'espace. Compte tenu de la dépendance en temps de la réponse plasma, L dépend aussi du temps. Lorsque l'on considère des impulsions gaussiennes en temps : $U(z=0) \rightarrow U_0 e^{-t^2}$ avec $U_0 \propto \sqrt{P}$, la solution (2.120) doit être approchée sous la forme [30]

$$U \rightarrow \sqrt{J(z, t)} \Psi_s \quad (2.121)$$

avec

$$J(z=0, t) = \frac{P}{P_{cr}} e^{-2t^2}. \quad (2.122)$$

L'action du plasma d'électrons est d'amortir le profil temporel de l'impulsion à travers un front d'ionisation qui tend à défocaliser sa partie arrière. Lorsque l'équation (2.119) est intégrée à partir de l'expression du champ donnée par les équations (2.120), (2.121) et (2.122), on aboutit à l'expression pour la densité d'électrons :

$$\rho(r, z, t) \simeq \sqrt{\frac{\pi}{8K}} \Gamma \left(\frac{P}{P_{cr}} \right)^K \left(\frac{\text{Erf}(\sqrt{2K}t) + 1}{L^{2K}(z, t)} \right) \quad (2.123)$$

avec $\text{Erf}(x) = (2/\sqrt{\pi}) \int_0^x e^{-u^2} du$ du désignant la fonction erreur.

Dans l'équation (2.118) le terme plasma diverge plus vite que le terme Kerr quand $L \rightarrow 0$ et contrebalance la divergence des non-linéarités auto-focalisantes. La fonction $\text{Erf}(\sqrt{2K}t) + 1$ est une fonction plateau nulle pour $t < 0$ et égale à 2 pour $t > 0$. Quand $L(z, t)$ diminue par auto-focalisation Kerr, $\text{Erf}(\sqrt{2K}t) + 1$ augmente au voisinage de $t = 0$ et forme un plateau de valeur maximale pour $t > 0$. Toutes les composantes temporelles appartenant aux temps positifs (arrière de l'impulsion) sont donc défocalisées. A l'inverse, à l'avant de l'impulsion (temps négatifs), le faisceau continue à collapser et entretient

le processus de défocalisation plasma jusqu'à son amortissement par dissipation MPA.

Pour résumer, en phase d'auto-focalisation, le faisceau pompe conduit

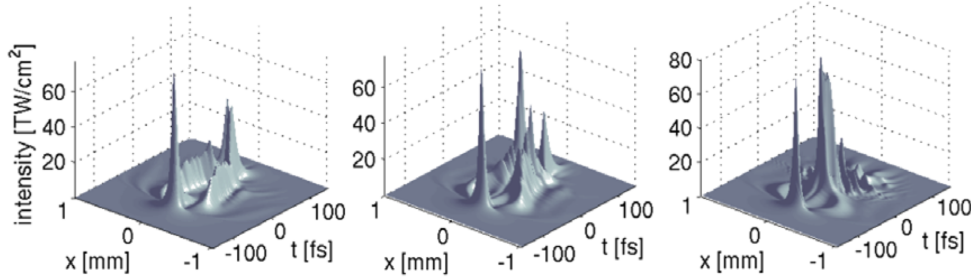


FIGURE 2.11 – Filamentation dans l'air à trois distances de propagation successives ($z = 0.491$ m, $z = 0.589$ m et $z = 0.687$ m) illustrant l'action d'un plasma d'électrons qui tend à amortir le profil temporel d'une impulsion laser.

à la création d'un plasma, qui défocalise la partie arrière de l'impulsion et promeut un pic dans la partie avant. L'amplification de ce dernier reste limitée par l'action du plasma et ses pertes associées. Lorsque l'intensité a suffisamment diminué à cause des pertes par absorption multiphonique, la création de plasma s'estompe. La partie arrière de l'impulsion peut alors de nouveau s'auto-focaliser par effet Kerr, conduisant à la génération d'un profil temporel à deux pics. La réponse plasma en espace a une extension donnée par la distribution R^{2K} ($K \ll 1$). Son rayon est $\sim 1/\sqrt{K}$ fois plus petit que celui du faisceau optique. Donc, elle défocalise uniquement le centre du faisceau et conduit à la formation d'anneaux spatiaux dans la partie arrière de l'impulsion. En régime d'impulsions femtosecondes, cette dynamique est propre au scénario dit de « Dynamic Spatial replenishment » proposé par Mlejnek *et al* [93]. Un exemple de cette dynamique plasma est rappelé en Fig 2.11 par la filamentation atmosphérique.

6 Amplificateur Brillouin

Les équations présentées ci-dessous sont désormais exprimées en unités physiques. Dans le cadre de ce mémoire, le phénomène de rétrodiffusion Brillouin repose sur le modèle dit « amplificateur ».

Dans cette configuration, le faisceau laser est injecté en face avant d'un échantillon de silice et les champs Stokes et acoustiques croissent

à partir d'un bruit thermique gaussien N , s'établissant dans la région d'interaction et ajouté dans l'équation (2.84). Cette équation peut se réécrire en fonction de sa variable originelle $\bar{\rho}$:

$$\partial_t \bar{\rho} + \frac{\Gamma_B}{2} \bar{\rho} = \frac{iq\gamma_e}{4n_0 C_s c} U_1 U_2^* + M \quad (2.124)$$

où $M = (iq\gamma_e/4n_0 C_s c)N$. L'agitation thermique locale conduit à des fluctuations spontanées de densité du matériau. Pour modéliser ces fluctuations, nous divisons la région d'interaction en sous-régions notées i de longueur Δz . La fluctuation de densité moyenne dans la région i est gouvernée par l'équation de Langevin,

$$\partial_t \bar{\rho}_i + \frac{\Gamma_B}{2} \bar{\rho}_i = M_i \quad (2.125)$$

où M_i correspond à la force de Langevin. Les fluctuations étant non-corrélées, le terme de bruit est donc à valeur moyenne nulle :

$$\langle M_i(t) \rangle = 0 \quad (2.126)$$

avec

$$\langle X_i \rangle = \lim_{\Delta t \rightarrow \infty} \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} X_i(t) dt. \quad (2.127)$$

La fonction d'auto-corrélation de M_i est un produit de fonctions de Dirac en temps et en espace

$$\langle M_i(t) M_j^*(t') \rangle = \bar{A}_M \delta_{ij}(t - t'), \quad (2.128)$$

que nous incluons dans l'expression précédente en fonction de $\bar{\rho}_i$:

$$\Gamma_B \langle \bar{\rho}_i(t) \bar{\rho}_j(t') \rangle = \bar{A}_M \delta_{ij}(t - t'). \quad (2.129)$$

Pour déterminer l'expression de l'amplitude \bar{A}_M , la densité d'énergie d'une onde sonore est évaluée par [37]

$$\langle w \rangle = \frac{1}{2} \rho_0 \langle V^2 \rangle + \frac{1}{2} C_s^2 \frac{\langle \rho'^2 \rangle}{\rho_0}, \quad (2.130)$$

où V est la vitesse thermique des fluctuations. L'énergie contenue dans le volume $A\Delta z$, où A est la surface effective d'excitation thermique, est donc

$$E_i = \left(\frac{1}{2} \rho_0 \langle V^2 \rangle + \frac{1}{2} C_s^2 \frac{\langle \rho_i'^2 \rangle}{\rho_0} \right) A \Delta z. \quad (2.131)$$

À l'équilibre thermodynamique, le deuxième terme de l'équation (2.131) est égal à $nk_B T/2$, où $k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{ m.kg.s}^{-2}.\text{K}^{-1}$ est la constante de Boltzmann, $T = 300 \text{ K}$ est la température du matériau et

$$n = \frac{\mathcal{N}_A \rho_0 A \Delta z}{M_{\text{SiO}_2}} \quad (2.132)$$

est le nombre de molécules de l'échantillon. $\mathcal{N}_A = 6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ désigne le nombre d'Avogadro et pour la silice, $M_{\text{SiO}_2} = 60 \text{ g.mol}^{-1}$ est la masse molaire. Avec $\langle \rho_i'^2 \rangle = (1/2) \langle \bar{\rho}_l(t) \bar{\rho}_l^*(t') \rangle$, on obtient alors :

$$\langle \bar{\rho}_l(t) \bar{\rho}_l^*(t') \rangle = \frac{2nk_B T \rho_0}{C_S^2 A \Delta z}, \quad (2.133)$$

et l'équation (2.129) fournit

$$\bar{A}_M = \frac{2\mathcal{N}_A k_B T \rho_0^2 \Gamma_B}{C_S^2 M_{\text{SiO}_2}}. \quad (2.134)$$

En termes d'enveloppe acoustique Q , cette amplitude du bruit s'écrit :

$$A_N = \left(\frac{2n_0 c C_s}{q \gamma_e} \right)^2 \frac{2\mathcal{N}_A k_B T \rho_0^2 \Gamma_B}{C_S^2 M_{\text{SiO}_2}}, \quad (2.135)$$

et $A_N \simeq 3.7 \times 10^{-29} \text{ GW}^2 \text{ ns/cm}$. Comme n_0 et γ_e ne sont que peu dépendants de λ_0 et avec $\Gamma_B \sim q^2$, le paramètre A_N varie très peu avec la longueur d'onde laser.

Dans cette configuration, la valeur de l'intensité Stokes en sortie de l'échantillon n'est pas connue. Seul le bruit thermique est suffisant pour générer une onde Stokes lorsque le gain Brillouin en intensité $G = \ln(I_2(z)/I_2(L))$ devient supérieur à une valeur seuil G_{TH} . Dans les références [8, 36], on évalue ce seuil entre 25 et 30.

6.1 SBS stationnaire

Intéressons-nous maintenant au processus de rétrodiffusion. Par souci de simplicité, nous nous concentrons sur la limite stationnaire 1D, sans tenir compte de l'auto-focalisation ($n_2 = 0$), ni de la diffraction ($\nabla_{\perp}^2 U_i = 0$), ni d'aucune dérivée en temps ($\partial_t = 0$).

En l'absence de bruit ($N = 0$), les équations du système (2.82) - (2.83) se réduisent à :

$$\partial_z I_1^S = -g_0 I_2^S I_1^S, \quad (2.136)$$

$$\partial_z I_2^S = -g_0 I_2^S I_1^S, \quad (2.137)$$

où I_i^S ($i=1,2$) est l'intensité en régime stationnaire des ondes pompe et Stokes. Une première loi évidente de conservation peut être obtenue à partir de ce système,

$$I_1^S(z) - I_2^S(z) = I_1^S(0) - I_2^S(0). \quad (2.138)$$

En supposant que l'onde de pompe n'est pas déplétée, i.e., $\partial_z I_1^S = 0$, la solution de l'onde réfléchie pour un échantillon de silice de longueur L est donnée par

$$I_2^S(z) = I_2^S(L) e^{G_{SS}} \quad (2.139)$$

où $G_{SS} = g_0 I_1^S(L - z)$ est le gain Brillouin (SBS) stationnaire, qui est maximum en $z = 0$ et s'écrit

$$G_{SS^0} = g_0 I_1^S L. \quad (2.140)$$

6.2 SBS instationnaire

L'analyse précédente n'est valide que dans la limite des grands temps, $\Gamma_B \tau_p \gg 1$, avec τ_p désignant la durée initiale de l'onde de pompe. Lorsque l'on considère des impulsions de quelques nano-secondes, la limite stationnaire n'est plus valide et la rétrodiffusion Brillouin stimulée se développe en régime transitoire.

Pour calculer les solutions d'un tel système instationnaire, nous repartons des équations (2.82)-(2.84), sans effet Kerr ni formation de plasma :

$$(\partial_z + k' \partial_t) U_1 = -\frac{g_0}{2} Q U_2, \quad (2.141)$$

$$(-\partial_z + k' \partial_t) U_2 = \frac{g_0}{2} Q^* U_1, \quad (2.142)$$

$$\partial_t Q + \frac{\Gamma_B}{2} Q = \frac{\Gamma_B}{2} U_1 U_2^*. \quad (2.143)$$

En opérant le changement de variable

$$z' = -z; \quad t' = t + k' z, \quad (2.144)$$

les équations pour l'onde Stokes U_2 et la densité de phonons Q deviennent respectivement

$$\partial_{z'} U_2 = \frac{g_0}{2} Q^* U_1, \quad (2.145)$$

$$\partial_{t'} Q + \frac{\Gamma_B}{2} Q = \frac{\Gamma_B}{2} U_1 U_2^*. \quad (2.146)$$

Pour une impulsion pompe non déplétée, l'équation (2.145) se réécrit

$$\partial_{z'} \left(\frac{U_2}{U_1(t')} \right) = \frac{g_0}{2} Q^*, \quad (2.147)$$

puis en dérivant cette dernière équation par rapport au temps,

$$\frac{\partial^2}{\partial t' \partial z'} \left(\frac{U_2}{U_1(t')} \right) = \frac{g_0}{2} \partial_{t'} Q^*. \quad (2.148)$$

En insérant (2.146) dans l'Éq. (2.148), nous obtenons :

$$\frac{\partial^2}{\partial t' \partial z'} \left(\frac{U_2}{U_1(t')} \right) = -\frac{g_0 \Gamma_B}{4} Q^* + \frac{g_0 \Gamma_B}{4} U_1^* U_2. \quad (2.149)$$

Puis l'équation pour l'onde Q^* est réinjectée pour aboutir à

$$\frac{\partial^2}{\partial t' \partial z'} \left(\frac{U_2}{U_1(t')} \right) + \frac{\Gamma_B}{2} \partial_{z'} \left(\frac{U_2}{U_1(t')} \right) - \frac{g_0 \Gamma_B}{4} |U_1(t')|^2 \frac{U_2}{U_1(t')} = 0 \quad (2.150)$$

qui se réécrit, en posant $d\tau/dt' = |U_1(t')|^2$ et en introduisant $U_2/U_1(t') = Ue^{-\Gamma_B/2t}$:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial \tau \partial z'} - \frac{g_0 \Gamma_B}{4} U = 0. \quad (2.151)$$

L'équation (2.151) se résout à l'aide de la méthode de Riemann. Après des calculs lourds [40, 125, 127], la solution de cette équation s'écrit sous la forme :

$$U_2(z, t) = U_2(L, t) + \frac{1}{2} \int_{-\infty}^t dt' U_1(t) U_1^*(t') U_2(L, t') e^{-\frac{\Gamma_B}{2}(t-t')} \frac{X \mathcal{I}_1(X)}{\tau(t) - \tau(t')}, \quad (2.152)$$

où $X = \sqrt{g_0 \Gamma_B (L - z)(\tau(t) - \tau(t'))}$, $\tau(t') = \int_{-\infty}^t dt' |U_1(t')|^2$ et \mathcal{I}_1 est la fonction de Bessel modifiée de première espèce.

En assumant des gains forts tels que $\mathcal{I}_1(x) \rightarrow e^x / \sqrt{2\pi x}$, le gain SBS 1D instationnaire est évalué par la relation

$$\frac{U_2(z, t)}{U_2(L, t)} \simeq \int_{-\infty}^t e^{-\frac{\Gamma_B}{2}(t-t') + \sqrt{g_0 \Gamma_B (L - z) \int_{t'}^t |U_1(\eta)|^2 d\eta}} \times U_1(t) U_1^*(t') dt'. \quad (2.153)$$

Finalement, en supposant le premier terme petit dans l'exponentielle et en utilisant l'approximation $\int_{t'}^t |U_1(t')|^2 dt' \simeq \tau_p I_1^S$, le gain SBS 1D instationnaire en intensité est donné par la relation

$$G_T = 2\sqrt{g_0 I_1^S \Gamma_B \tau_p (L - z)}. \quad (2.154)$$

Avec sa racine carrée, ce gain est plus faible que le gain stationnaire évalué dans la limite $\Gamma_B \tau_p \simeq 1$.

7 Quelques ordres de grandeurs

Le système d'équations (2.82) - (2.85) décrit la compétition entre l'auto-focalisation Kerr, la rétrodiffusion Brillouin, et la génération de plasma. La table 2.2 rappelle les valeurs des différents paramètres physiques aux deux longueurs d'onde qui sont étudiées dans la suite de ce travail : $\lambda_0 = 355$ nm et $\lambda_0 = 1064$ nm. A l'aide de cette table, nous pouvons estimer les longueurs caractéristiques des différents phénomènes qui interviennent au cours de la propagation du champ laser. La longueur caractéristique pour la diffraction du faisceau pompe est donnée par la longueur de Rayleigh :

$$z_0 = \frac{k_0 w_0^2}{2} = \frac{\pi n_0 w_0^2}{\lambda_0} = L_{DF} \quad (2.155)$$

et celle de l'auto-compression par effet Kerr s'écrit :

$$L_{SF} = \frac{1}{n_2 k_0 I_1(0)}. \quad (2.156)$$

La longueur du gain Brillouin dans la limite stationnaire correspond à la longueur d'amplification de l'onde Stokes dans l'expression du gain (2.140) :

$$L_{SBS} = \frac{1}{g_0 I_1(0)}. \quad (2.157)$$

Ces grandeurs obéissent à l'inégalité $L_{SBS} \ll L_{SF} \ll L_{DF}$ pour des intensités laser au dessus de 5 GW/cm^2 et avec $g_0 = 5 \text{ cm/GW}$. Cette inégalité indique que l'effet Brillouin doit dominer durant les premières phases de la propagation non-linéaire.

Paramètres physiques	$\lambda_0 = 355 \text{ nm}$	$\lambda_0 = 1064 \text{ nm}$
n_0	1.4762	1.454
$P_{\text{cr}} [\text{MW}]$	0.35	4.27
$n_2 [\text{cm}^2/\text{W}]$	3.6×10^{-16}	2.7×10^{-16}
$\tau_B [\text{ns}]$	1.1	10
K	3	8
$\sigma_K [\text{ns}^{-1} \text{cm}^{2K}/\text{GW}^K]$	2.46×10^{-11}	8.36×10^{-33}
$\rho_c [\text{cm}^{-3}]$	8.8×10^{21}	9.8×10^{20}
$\beta^{(K)} [\text{cm}^{2K-3}/\text{GW}^{K-1}]$	9.16×10^{-7}	2.75×10^{-28}
$I [\text{GW}/\text{cm}^2]$	26.7	302
$L_{\text{DF}} [\text{cm}]$	4.7	1.95
$L_{\text{SF}} [\text{cm}]$	0.39	0.14
$L_{\text{SBS}} [\text{cm}]$	0.0075	6.625×10^{-4}

TABLE 2.2 – Paramètres physiques pour la silice à différentes longueurs d’onde laser.

8 Résolution numérique de l'équation NLS

Le système d'équations couplées (2.82)-(2.83) implique deux équations NLS pour les composantes optiques. Celles-ci sont intégrées numériquement par la méthode dite « split-step ».

8.1 Méthode split-step

La méthode « split-step » est une méthode numérique pseudo-spectrale fréquemment utilisée pour la résolution d'équations aux dérivées partielles non-linéaires [104]. Elle repose sur le calcul de la solution sur des pas petits et le traitement des opérateurs linéaires et non-linéaires de manière disjointe. Il est nécessaire d'opérer des allers-retours entre l'espace de Fourier pour le calcul de l'opérateur linéaire alors que les termes non-linéaires sont traités dans l'espace réel. Mathématiquement, l'idée du "splitting des opérateurs" se traduit comme suit. Nous avons à résoudre l'équation différentielle

$$\partial_z \Psi = \hat{L} \Psi \quad (2.158)$$

où \hat{L} est un opérateur arbitraire.

L'objectif est de développer un schéma qui calculerait Ψ de z à $z + \Delta z$ à partir de sa valeur à z , que l'on écrit formellement :

$$\Psi(z + \Delta z) = e^{\int_z^{z+\Delta z} \hat{L} dz} \Psi(z). \quad (2.159)$$

L'opérateur \hat{L} peut-être décomposé en m opérateur comme suit :

$$\hat{L} = \sum_{i=1}^m \hat{L}_i. \quad (2.160)$$

En supposant l'existence d'un schéma permettant de faire évoluer chacun des opérateurs de z à $z + \Delta z$, la forme "splittée" de la solution s'écrit comme :

$$\Psi(z + \Delta z) = \prod_{i=1}^m e^{\int_z^{z+\Delta z} \hat{L}_i dz} \Psi(z). \quad (2.161)$$

Un point dur pour les codes est le contrôle de l'incrément en z , Δz . L'opérateur \hat{L} peut alors être séparé selon sa composante linéaire L_{lin} et non -linéaire L_{nl} . La composante L_{lin} est en général indépendante de z et peut supporter un pas constant en z . La composante non-linéaire L_{nl} induit des comportements divergents (collapse), qui nécessitent

un raffinement de Δz pour décrire les gradients du champ les plus forts.

Considérons par exemple l'équation NLS suivante :

$$\partial_z u = i\partial_t^2 u + i|u|^2 u. \quad (2.162)$$

L'équation (2.162) peut se réécrire

$$\partial_z u = L_{\text{lin}} u + L_{\text{nl}} u \quad (2.163)$$

$$L_{\text{lin}} u = i\partial_t^2 u \quad (2.164)$$

$$L_{\text{nl}} u = i|u|^2 u. \quad (2.165)$$

Sa solution avancée en temps est

$$u(t, z + \Delta z) = \exp[\Delta z(L_{\text{lin}} + L_{\text{nl}})]u(t, z), \quad (2.166)$$

où Δz est l'incrément longitudinal. L'équation (2.166) est précise au premier ordre pour Δz suffisamment petit. Il s'avère qu'elle est exacte si les opérateurs L_{lin} et L_{nl} sont indépendants de z [122]. En effet, d'après le théorème de Taylor, on a :

$$u(t, z + \Delta z) = u(t, z) + \partial_z u(t, z)\Delta z + \frac{1}{2!}\partial_z^2 u(t, z)(\Delta z)^2 + \dots, \quad (2.167)$$

et

$$\exp[\Delta z(L_{\text{lin}} + L_{\text{nl}})]u = u + \Delta z(L_{\text{lin}} + L_{\text{nl}})u + \frac{1}{2!}(\Delta z)^2(L_{\text{lin}} + L_{\text{nl}})^2 u + \dots \quad (2.168)$$

L'Éq. (2.167) implique que (2.168) est valide au premier ordre du développement de Taylor.

Le principe de « splitting » consiste alors à remplacer le membre de droite de l'Éq. (2.166) par une combinaison adéquate de produits des opérateurs exponentiels $\exp(\Delta z L_{\text{lin}})$ et $\exp(\Delta z L_{\text{nl}})$.

8.2 Code SBS

SBS_3D

La simulation de la filamentation laser couplée à la rétrodiffusion Brillouin pour des impulsions optiques nanosecondes est réalisée à

l'aide de la version tridimensionnelle (3D) du code SBS.

Le code SBS_3D intègre les deux équations dimensionnées (2.82) - (2.83) du type NLS, l'une pour l'onde de pompe, l'autre pour l'onde rétrodiffusée. Pour résoudre ces équations décrivant deux ondes optiques en contrepropagation, la méthode des caractéristiques est appliquée. Les équations acoustique [Éq. (2.84)] et de la densité électronique [Éq. (2.85)] sont résolues à l'aide de la méthode d'Euler [104].

Tout d'abord, considérons le système d'équations (2.82) - (2.83) sans le terme de diffraction transverse, c'est-à-dire :

$$\begin{aligned} (\partial_z + k' \partial_t) U_1 &= i \frac{\omega_0}{c} n_2 (I_1 + 2I_2) U_1 - \frac{g_0}{2} Q U_2 \\ &\quad - i \frac{k_0}{2n_0^2 \rho_c} \rho U_1 - \frac{\beta^{(K)}}{2} I_1^{K-1} U_1, \end{aligned} \quad (2.169)$$

$$\begin{aligned} (-\partial_z + k' \partial_t) U_2 &= i \frac{\omega_0}{c} n_2 (I_2 + 2I_1) U_2 + \frac{g_0}{2} Q^* U_1 \\ &\quad - i \frac{k_0}{2n_0^2 \rho_c} \rho U_2 - \frac{\beta^{(K)}}{2} I_2^{K-1} U_2, \end{aligned} \quad (2.170)$$

La résolution des équations (2.169) et (2.170) se fait à l'aide de la méthode des caractéristiques. Celle-ci s'applique au problème de Cauchy

$$\begin{cases} a(z, t) \partial_z u + b(z, t) \partial_t u + c(z, t) u = 0 \\ u(z, 0) = f(z) \end{cases} \quad (2.171)$$

et consiste à passer des coordonnées (z, t) à un nouveau système de coordonnées (z_0, s) , au sein duquel l'équation aux dérivées partielles ci-dessus devient une simple équation différentielle ordinaire selon certaines courbes caractéristiques du plan (z, t) . La nouvelle variable s varie tandis que la variable z_0 demeure constante le long de ces courbes. Si l'on choisit

$$\frac{dz}{ds} = a(z, t) \quad (2.172)$$

$$\frac{dt}{ds} = b(z, t) \quad (2.173)$$

alors

$$\frac{du}{ds} = \frac{dz}{ds} \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{dt}{ds} \frac{\partial u}{\partial t}, \quad (2.174)$$

et l'Éq. (2.171) se réduit à

$$\frac{du}{ds} + c(z, t) u = 0. \quad (2.175)$$

Maintenant, appliquons cette méthode aux Éqs. (2.169) et (2.170) :

$$\begin{aligned}
 (\partial_z + k' \partial_t) U_1(z_1(s), t_1(s)) &= i \frac{\omega_0}{c} n_2 (I_1 + 2I_2) U_1(z_1(s), t_1(s)) - \frac{g_0}{2} Q U_2(z_1(s), t_1(s)) \\
 &\quad - i \frac{k_0}{2n_0^2 \rho_c} \rho U_1(z_1(s), t_1(s)) - \frac{\beta^{(K)}}{2} I_1^{K-1} U_1(z_1(s), t_1(s)),
 \end{aligned}
 \tag{2.176}$$

$$\begin{aligned}
 (-\partial_z + k' \partial_t) U_2(z_2(s), t_2(s)) &= i \frac{\omega_0}{c} n_2 (I_2 + 2I_1) U_2(z_2(s), t_2(s)) + \frac{g_0}{2} Q^* U_1(z_2(s), t_2(s)) \\
 &\quad - i \frac{k_0}{2n_0^2 \rho_c} \rho U_2(z_2(s), t_2(s)) - \frac{\beta^{(K)}}{2} I_2^{K-1} U_2(z_2(s), t_2(s)),
 \end{aligned}
 \tag{2.177}$$

avec $I_i = I_i(z_i(z), t_i(s))$ et $\rho = F(I_i(z_i(z), t_i(s)))$ pour l'Éq. (2.176) et $I_i = I_i(z_2(z), t_2(s))$ et $\rho = F(I_i(z_2(z), t_2(s)))$ pour l'Éq. (2.177) ($i = 1, 2$). L'équation des caractéristiques pour U_1 est

$$k' \frac{dU_1}{ds}(z_1(s), t_1(s)) = k' \left[\frac{\partial z_1(s)}{\partial s} \frac{\partial U_1(z_1(s), t_1(s))}{\partial z_1} + \frac{\partial t_1(s)}{ds} \frac{\partial U_1(z_1(s), t_1(s))}{\partial t_1} \right]
 \tag{2.178}$$

en posant

$$\frac{\partial z_1(s)}{\partial s} = \frac{1}{k'}, \quad \frac{\partial t_1(s)}{\partial s} = 1,
 \tag{2.179}$$

conduisant à

$$\begin{aligned}
 z_1(s) &= \frac{1}{k'} s + z_1^0 \\
 t_1(s) &= s + t_1^0, \quad t_1(0) = 0.
 \end{aligned}$$

Le même raisonnement est appliqué pour U_2 avec

$$\begin{aligned}
 z_2(s) &= -\frac{1}{k'} s + z_2^0 \\
 t_2(s) &= s + t_2^0.
 \end{aligned}$$

Par conséquent les équations (2.169) et (2.170) deviennent :

$$\begin{aligned}
 k' \frac{dU_1}{ds}(z_1(s), t_1(s)) &= i \frac{\omega_0}{c} n_2 (I_1 + 2I_2) U_1(z_1(s), t_1(s)) - \frac{g_0}{2} Q U_2(z_1(s), t_1(s)) \\
 &\quad - i \frac{k_0}{2n_0^2 \rho_c} \rho U_1(z_1(s), t_1(s)) - \frac{\beta^{(K)}}{2} I_1^{K-1} U_1(z_1(s), t_1(s)),
 \end{aligned}
 \tag{2.180}$$

$$k' \frac{dU_2}{ds}(z_2(s), t_2(s)) = i \frac{\omega_0}{c} n_2 (I_2 + 2I_1) U_2(z_2(s), t_2(s)) + \frac{g_0}{2} Q^* U_1(z_2(s), t_2(s)) \\ - i \frac{k_0}{2n_0^2 \rho_c} \rho U_2(z_2(s), t_2(s)) - \frac{\beta^{(K)}}{2} I_2^{K-1} U_2(z_2(s), t_2(s)). \quad (2.181)$$

La discrétisation du problème pour U_1 et U_2 s'établit comme suit :

$$\frac{dU_1}{ds}(z_1(s), t_1(s)) = \frac{U_1(z_1(s + \Delta z), t_1(z + \Delta z)) - U_1(z_1(s), t_1(s))}{\Delta s} \quad (2.182)$$

$$\frac{dU_2}{ds}(z_2(s), t_2(s)) = \frac{U_2(z_2(s + \Delta z), t_2(z + \Delta z)) - U_2(z_1(s), t_2(s))}{\Delta s} \quad (2.183)$$

avec

$$\begin{cases} z_1(s) = z(s), & z_1(s + \Delta s) = z(s) + \Delta z \\ t_1(s) = t(s), & t_1(s + \Delta s) = t(s) + \Delta t \end{cases} \quad (2.184)$$

$$\begin{cases} z_2(s) = z(s), & z_2(s + \Delta s) = z(s) - \Delta z \\ t_2(s) = t(s), & t_2(s + \Delta s) = t(s) + \Delta t. \end{cases} \quad (2.185)$$

En géométrie pleinement 3D (x, y, z, t) , on applique la méthode « split-step » pour l'intégration numérique du système complet en tenant compte des termes de diffraction. L'opérateur non-linéaire incluant l'effet Kerr optique, le couplage Brillouin et la génération de plasma est intégré dans l'espace réel entre deux étapes d'intégration linéaire (calcul des termes de diffraction). Dans ce modèle contre-propagatif l'incrément longitudinal Δz est fixé par l'utilisateur. Il est défini comme le rapport de la distance de propagation sur le nombre de points choisis.

Dans une première étape, on initialise l'onde acoustique à partir du bruit thermique N et à chaque intervalle temporel, défini par $\Delta t = k' \Delta z$, l'algorithme ci-dessous est appliqué.

On résout tout d'abord l'onde acoustique (2.84) à partir d'un schéma d'Euler :

$$Q(x, y, z, t + \Delta t) = Q(x, y, z, t) - \frac{\Delta t}{\tau_B} Q(x, y, z, t) + \frac{\Delta t}{\tau_B} U_1(x, y, z, t) U_2^*(x, y, z, t) + \frac{\Delta t}{\tau_B} N. \quad (2.186)$$

Ensuite, l'équation (2.85) pour la densité électronique est intégrée ainsi :

$$\rho(x, y, z, t + \Delta t) = \left(1 - \frac{\Delta t}{\tau_{\text{rec}}}\right) \rho(x, y, z, t) + \rho_{\text{nt}} \sigma^{(K)} (I_1^K + I_2^K) \Delta t. \quad (2.187)$$

Nous appliquons par la suite les contributions Kerr et plasma sur les ondes optiques :

$$U_1(x, y, z, t) \rightarrow U_1(x, y, z, t) \times \exp \left[\left(ik_0 n_2 (I_1 + 2I_2) - \frac{k_0}{2n_0 \rho_c} \rho(x, y, z, t) - \frac{\beta^{(K)}}{2} I_1^{K-1} \right) \Delta z \right] \quad (2.188)$$

$$U_2(x, y, z, t) \rightarrow U_2(x, y, z, t) \times \exp \left[\left(ik_0 n_2 (I_2 + 2I_1) - \frac{k_0}{2n_0 \rho_c} \rho(x, y, z, t) - \frac{\beta^{(K)}}{2} I_2^{K-1} \right) \Delta z \right]. \quad (2.189)$$

Puis, nous incrémentons les termes de la rétrodiffusion Brillouin :

$$\begin{aligned} U_1(x, y, z + \Delta z, t + \Delta t) = & [U_1(x, y, z, t) \times \left[1 - \left(\frac{g_0 \Delta z}{4} \right)^2 Q(x, y, z, t + \Delta t) Q^*(x, y, z, t) \right] \\ & - \left(\frac{g_0 \Delta z}{4} \right) Q(x, y, z + \Delta z, t) U_2(x, y, z + \Delta z, t) \\ & - \left(\frac{g_0 \Delta z}{4} \right) Q(x, y, z, t + \Delta t) U_2(x, y, z + \Delta z, t)] \\ & \times \left[1 + \left(\frac{g_0 \Delta z}{4} \right)^2 Q(x, y, z, t + \Delta t) Q^*(x, y, z + \Delta z, t + \Delta t) \right]^{-1}, \end{aligned} \quad (2.190)$$

$$\begin{aligned} U_2(x, y, z - \Delta z, t + \Delta t) = & [U_2(x, y, z, t) \times \left[1 - \left(\frac{g_0 \Delta z}{4} \right)^2 Q^*(x, y, z, t + \Delta t) Q(x, y, z, t) \right] \\ & + \left(\frac{g_0 \Delta z}{4} \right) Q^*(x, y, z - \Delta z, t) U_1(x, y, z - \Delta z, t) \\ & + \left(\frac{g_0 \Delta z}{4} \right) Q^*(x, y, z, t + \Delta t) U_1(x, y, z - \Delta z, t)] \\ & \times \left[1 + \left(\frac{g_0 \Delta z}{4} \right)^2 Q^*(x, y, z, t + \Delta t) Q(x, y, z - \Delta z, t + \Delta t) \right]^{-1}. \end{aligned} \quad (2.191)$$

Les termes de diffraction sont calculés dans l'espace de Fourier. Pour chaque pas de temps, les ondes optiques sont incrémentées en

z à l'aide des transformations suivantes :

$$U_1(x, y, z, t) \longrightarrow \hat{U}_1(k_x, k_y, z, t) \times \exp \left[i \left(k_x^2 + k_y^2 \right) \Delta z \right] \quad (2.192)$$

$$U_2(x, y, z, t) \longrightarrow \hat{U}_2(k_x, k_y, z, t) \times \exp \left[i \left(k_x^2 + k_y^2 \right) \Delta z \right] \quad (2.193)$$

où $\vec{k}_\perp = (\vec{k}_x, \vec{k}_y)$ désigne le vecteur d'onde transverse, i.e., la variable transverse de Fourier dans le plan de diffraction. Une transformation de Fourier inverse est appliquée pour le passage à l'espace réel à l'aide de la bibliothèque FFTW.

Le code SBS_3D décrit donc les ondes pompe et Stokes en dimensions (3+1) dans l'espace (x, y, z, t) . Il avance en temps l'onde de pompe et est parallélisé selon une architecture de « Message Passing Interface ». La parallélisation est réalisée suivant l'axe de propagation (Oz), qui est découpé en N_{proc} zones, où N_{proc} représente le nombre de processeurs utilisés. Chaque processeur exécute des tâches spécifiques du programme, dont les variables sont stockées dans la mémoire locale allouée à chaque processeur. Il est possible d'échanger des données entre deux ou plusieurs processeurs grâce à l'appel de sous-programmes spécifiques. Lorsque l'onde de pompe est avancée d'un incrément Δz , à un instant donné, l'onde Stokes est déplacée de $-\Delta z$ et se propage ainsi en géométrie de rétrodiffusion. En outre le code SBS_3D possède une routine de reprise permettant plusieurs exécutions successives. Le langage de programmation utilisée est Fortran90. Les données sont traitées à l'aide d'un programme de post-processing Matlab permettant de tracer les profils de puissance des ondes optiques en entrée et en fin d'échantillon, les intensités maximales, et les énergies partielles des deux ondes. Sont fournies également les valeurs des amplitudes et des phases des champs optiques et acoustiques, les profils d'intensité et de densité plasma dans les plans (x, y) , (x, t) et (y, t) (maximaux dans la direction orthogonale), et les spectres à chaque distance z correspondant à un numéro de processeur. Il y a autant de tableaux de sortie que de processeurs pour un champ donné. Ce code a été antérieurement validé en l'absence de plasma par Sarah Mauger dans le cadre de sa thèse [84]. Nous l'avons complété ici par l'implémentation d'une réponse plasma dynamique.

La figure 2.12 résume les différentes étapes de calcul du code SBS dans sa version tridimensionnelle opérant sur des processeurs CPU ("Central Processing Units"). Un bruit thermique gaussien (NOISE) de faible amplitude amorce un niveau initial d'ondes sonores. Une fois l'équation source acoustique intégrée, sa solution est injectée dans

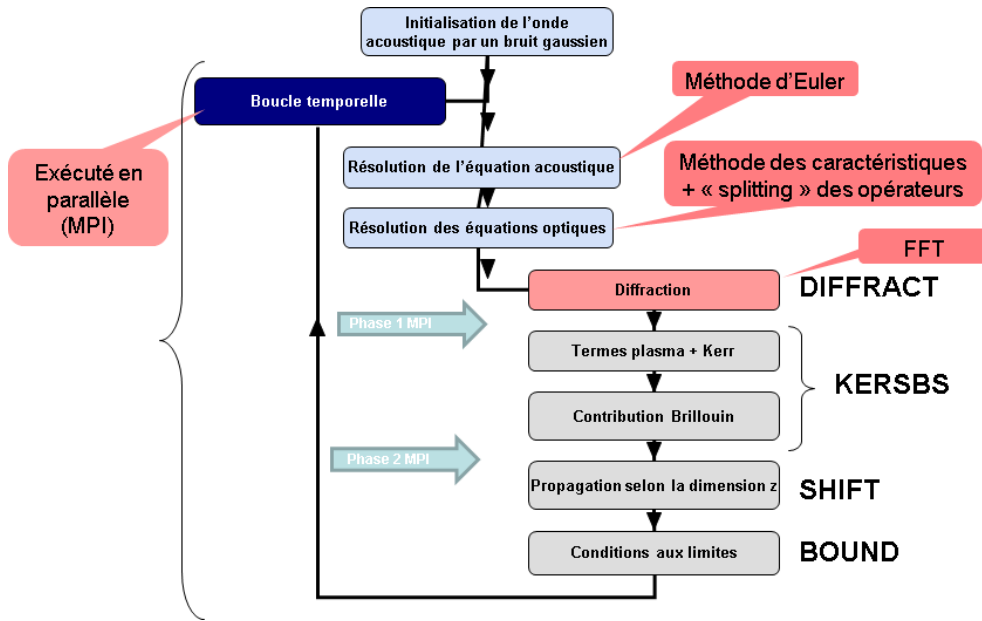


FIGURE 2.12 – Schéma de calcul du code SBS_3D.

les équations d’enveloppe des champs laser pompe et Stokes. L’intégration de ces dernières s’effectue par la méthode split-step en alternant FFT (DIFFRACT) et évaluation des contributions non-linéaires (KERSBS). Les solutions préservent la différence des énergies partielles des deux ondes en z . La fonction CS SHIFT permet de discriminer la direction de propagation entre onde Stokes et onde de pompe, sujettes aux conditions aux limites [BOUND : $U_1 = F(x, y, z, t)$ où $F(\cdot)$ peut être un profil gaussien ; $U_2(z = L) = 0$]. Les conditions aux limites sont transparentes (absence d’absorption aux bornes). Typiquement un calcul CPU employant 128 processeurs gérant $256 \times 256 \times 4096$ points dans l’espace (x, y, z) requiert cinq jours de calcul sur les machines GENCI (Curie/TGCC_CCRT ou JADE/CINES).

La figure 2.13 montre des courbes typiques d’intensités, d’énergie et de fluence pompe et Stokes à puissances d’entrée élevées mettant en jeu une impulsion large $w_0 = 150 \mu\text{m}$ et longue ($t_p = 2.12 \text{ ns}$) simulée dans la thèse de Sarah Mauger [84] en l’absence de plasma. Selon la puissance de l’onde de pompe considérée, le niveau de rétrodiffusion change pour une longueur de matériau (silice) fixée à $L = 5 \text{ cm}$.

La figure 2.14(a) montre des profils de puissance des ondes incidente, transmise en $z = L$, et rétrodiffusée en $z = 0$ en fonction du temps avec une puissance incidente de $P_1(0) = 16P_{\text{cr}}$. La courbe noire représente la distribution de la puissance incidente. On observe

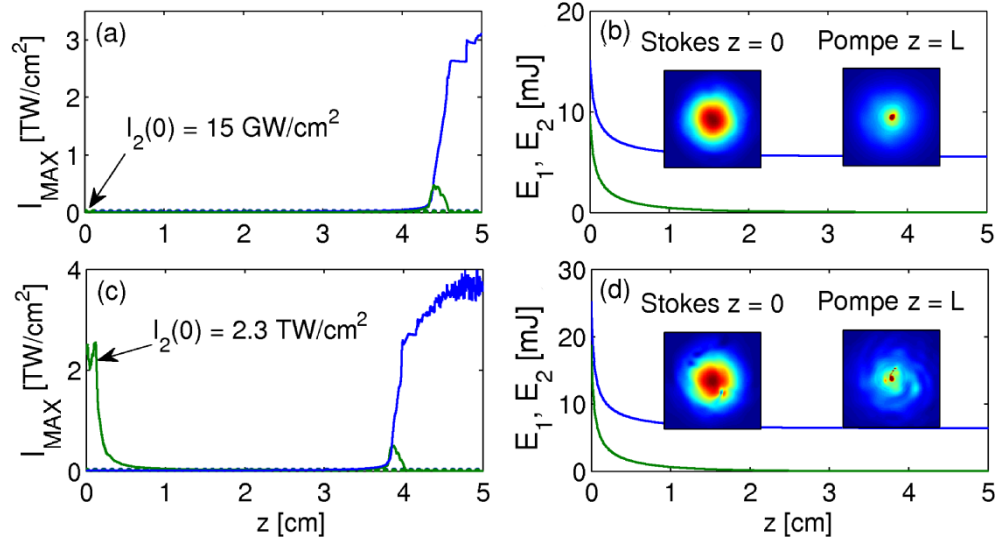


FIGURE 2.13 – (a,c) Intensités maximales et (b,d) énergies partielles d’impulsions gaussiennes à 355 nm avec $w_0 = 150 \mu\text{m}$, $t_p = 2.12 \text{ ns}$ pour (a,b) $P_1(0) = 16P_{\text{cr}}$ et (c,d) $P_1(0) = 27P_{\text{cr}}$. Les courbes bleues se réfèrent à l’onde de pompe et les vertes à l’onde Stokes. Les inserts montrent les distributions de fluence pour les ondes Stokes et pompe sur une section de $400 \times 400 \mu\text{m}^2$ dans le plan (x, y) à $z = 0$ et $z = L$, respectivement [84].

qu’autour de $t = -1 \text{ ns}$, cette puissance décroît. A l’opposé, celle de l’onde Stokes croît et atteint un niveau comparable à celle de l’onde de pompe. Les figures 2.14(b,c) détaillent les profils d’intensité dans le plan (x, t) des ondes pompe et Stokes, respectivement près du foyer d’auto-focalisation et en entrée de l’échantillon de silice, pour une puissance initiale $P_1(0) = 16P_{\text{cr}}$. Au voisinage du point de collapse, nous observons que l’onde de pompe se déplete à $t = -1 \text{ ns}$, instant à partir duquel l’onde Stokes croît et couvre la durée restante de l’onde de pompe.

Pour ces simulations la boîte numérique avait un volume d’ $1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ et les pas minimaux étaient $\Delta x = \Delta y = 4 \mu\text{m}$, $\Delta z = 12 \mu\text{m}$ et $\Delta t = 60 \text{ fs}$.

SBS_3D_EXP

Pour les besoins du programme Simulation du CEA-DAM, le code SBS_3D a été adapté pour décrire des faisceaux numérisés de profils d’intensité et de phase élaborés à partir de données expérimentales

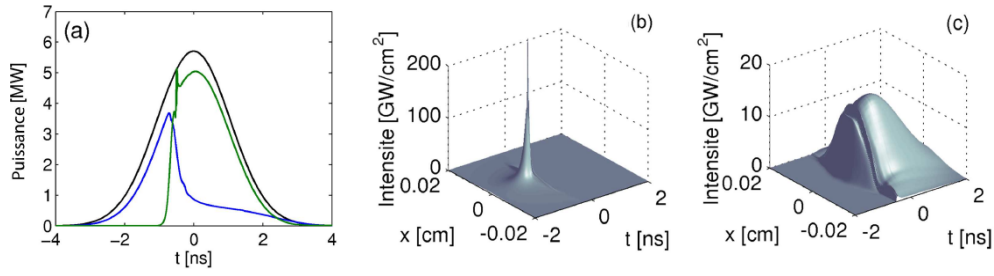


FIGURE 2.14 – (a) Profils de puissance de l’impulsion pompe incidente (courbe noire), de l’impulsion transmise (courbe bleue) et de l’impulsion Stokes réfléchie (courbe verte) pour $P_1(0) = 16P_{cr}$. Profils d’intensité associés dans le plan (x, y) : (b) impulsion pompe près du point de collapse ($z \simeq z_c = 4.3$ cm) et (c) impulsion Stokes en entrée d’échantillon [84].

LIL/LMJ.

La simulation de faisceaux réalistes LIL détaillés dans le Chapitre 3 a nécessité la transformation du code précédent en un autre code appelé SBS_3D_EXP. Son architecture est la même que celle du code SBS_3D. Une grande partie du code a cependant dû être réécrite pour adapter, en particulier, le maillage aux fichiers LIL constituées de profils de puissance en temps en entrée d’échantillon ($z = 0$), de profils de phase incidents, ainsi que des distributions de fluence et de phase dans le plan (x, y) à $z = 0$.

Ces modifications ont consisté à procéder à la normalisation des fichiers digitalisés et à leur interpolation pour les adapter aux quantités physiques et aux maillages fins gérés par le code. Par exemple, un fichier de fluence de $1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$ présentant une résolution initiale de 10 microns doit refléter ce niveau de résolution initiale à l’entrée de l’échantillon ($z = 0$), mais aussi pouvoir résoudre des pas transverses de l’ordre du micron en régime d’auto-focalisation. En outre, des sous-routines spécifiques ont été écrites de façon à périodiser les figures transverses de fluence et de phase sur des dimensions plus grandes.

Concernant la structure du code SBS_3D_EXP, il a fallu adapter celle-ci pour lire et propager soit des profils temporels de puissance et de phase "idéaux" (par exemple, une puissance non modulée), soit des profils incluant de fortes modulations réquerant des normalisations et des résolutions appropriées. D’autre part, il a été nécessaire d’introduire des conditions aux limites périodiques ou nulles aux bords de la boîte numérique transverse et écrire dans le code des commandes

propres à chacune de ces distributions spécifiques (réécriture complète de la sous-routine « BOUND »). Dans l'appendice D, nous montrons un exemple de sous-routine qui spécifie les conditions initiales et aux bords, utilisées dans les codes SBS_3D et SBS_3D_EXP respectivement.

Une fois ce travail effectué, nous avons pu simuler la propagation d'un faisceau dit de type "onde plane" ou "périodisé" (le motif du faisceau, en amplitude et en phase, occupe la totalité de la boîte de simulation) et des faisceaux à distribution bornée, de type "carré" ou "super-gaussien" (le même motif est posé sur une distribution bornée, par exemple carré ou supergaussienne).

Le code SBS_3D_EXP a été spécialement adapté pour pouvoir y implémenter des conditions aux limites périodiques ou nulles aux bords de la boîte à partir de fichiers élaborés au CEA-CESTA. En espace, le code normalise la fluence du faisceau par la valeur moyenne des fluctuations physiques. En temps, le profil de puissance est normalisé par rapport à sa valeur maximale, fluctuations comprises. Après inclusion des termes de phase, on affecte à ces rapports une intensité physique initiale I_0 . Cette quantité correspond à l'intensité moyenne du faisceau pompe, hors fluctuations induites par des points chauds (figures de speckles en champ proche).

8.3 Code UPPE

Comme nous le verrons ultérieurement, des impulsions nanosecondes peuvent se fragmenter en impulsions subpicosecondes, qui deviennent alors sujettes à une propagation dite « ultrarapide » [98, 108]. Sans redériver dans le détail les équations de propagation pour de telles impulsions, nous rappelons le modèle dit « standard » de filamentation femtoseconde. Il est important de noter ici que les équations présentées ci-dessous sont exprimées dans le référentiel de la vitesse de groupe de l'impulsion, i.e., $t \rightarrow t - z/v_g (= t - k't)$ avec $v_g = 1/k'$. Le code UPPE (pour « Unidirectional Pulse Propagation Equation ») intègre l'équation ci-après en géométrie radiale, pour l'enveloppe du champ électrique laser. Dans sa version radiale, on substitue aux coordonnées transverses en géométrie cartésienne (x, y) le rayon $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, de sorte que l'enveloppe U de l'onde laser est

gouvernée par

$$\begin{aligned} \partial_z U = & iT^{-1} \frac{\nabla_{\perp}^2 U}{2k_0} + iDU - i \frac{k_0}{2n_0^2 \rho_c} T^{-1} \rho U - \frac{\sigma}{2} \rho U - \frac{U_i W(I)(\rho_{nt} - \rho)}{2I} U \\ & + i \frac{\omega_0}{c} n_2 T \int R(t - t') |U(t')|^2 dt' U, \end{aligned} \quad (2.194)$$

$$R(t) = (1 - g)\delta(t) + g\theta(t) \frac{1 + \omega_R^2 \tau_R^2}{\omega_R \tau_R^2} e^{-t/\tau_R} \sin(\omega_R t), \quad (2.195)$$

$$\partial_t \rho = W(I)(\rho_{nt} - \rho) + \frac{\sigma}{U_i} \rho I - \frac{\rho}{\tau_{rec}} \quad (2.196)$$

avec l'opérateur de diffraction transverse radial $\nabla_{\perp}^2 = (1/r)\partial_r r \partial_r$. $D = \sum_{n \geq 2} \left(\frac{k^{(n)}}{n!} \right) (i\partial_t)^n$ décrit la dispersion chromatique à tous les ordres, comme détaillé en annexe B. $T = 1 + (i/\omega_0)\partial_t$ est l'opérateur qui corrige l'approximation d'enveloppe lentement variable pour des impulsions courtes. L'opérateur T^{-1} induit une focalisation spatio-temporelle sur le terme de diffraction, alors que l'opérateur T devant la non-linéarité Kerr produit un auto-raïdissement de l'impulsion (on parle de « self-steepening ») [14]. $W(I)$ est le taux d'ionisation qui peut éventuellement décrire l'ionisation par effet tunnel, si l'on opte par exemple pour le modèle de Keldysh.

Pour des impulsions femtosecondes interagissant avec des molécules, la réponse Kerr admet une composante retardée en fraction égale à g , où $\theta(t)$ est la fonction de Heaviside et $\delta(t)$ est la distribution de Dirac. Elle correspond à la diffusion Raman qui se produit sur quelques dizaines de femtosecondes par excitation d'états vibrationnels et rotationnels dans des molécules anisotropes (e.g., SiO_2). τ_R est le temps de relaxation d'une transition moléculaire à une autre et ω_R est la fréquence de rotation associée [8, 117].

Les opérateurs linéaire et non-linéaire associés à l'équation (2.194) s'écrivent :

$$L_{\text{lin}} = iT^{-1} \frac{\nabla_{\perp}^2 U}{2k_0} + iDU, \quad (2.197)$$

$$\begin{aligned} L_{\text{nl}} = & i \frac{k_0}{2n_0^2 \rho_c} T^{-1} \rho U - \frac{\sigma}{2} \rho U - \frac{U_i W(I)(\rho_{nt} - \rho)}{2I} U \\ & + i \frac{\omega_0}{c} n_2 T \int R(t - t') |U(t')|^2 dt' U. \end{aligned} \quad (2.198)$$

Cette équation est de nouveau intégrée numériquement grâce à la méthode "split-step". La contribution de l'opérateur linéaire pour un Laplacien radial est traitée à l'aide d'un schéma de Crank-Nicholson

d'ordre 2 [104] tandis que la contribution temporelle est évaluée dans l'espace de Fourier. Suivant le schéma split-step, la solution linéaire est multipliée par le terme $\exp(\int_z^{z+\Delta z} L_{\text{nl}} dz)$, calculé à l'aide de l'approximation suivante :

$$\exp\left(\int_z^{z+\Delta z} L_{\text{nl}} dz\right) \approx L_{\text{nl}}(z)\Delta z. \quad (2.199)$$

Les bords de la boîte numérique sont absorbants en temps et transparents en r . Dans ce code l'incrément spatial Δz est auto-adaptatif. Le code est parallélisé en temps et les fichiers de données sont exploités avec le logiciel Matlab pour la visualisation des résultats.

Ici, la phase linéaire temporelle tout comme la dispersion linéaire complète $\widehat{D}(\omega)$ peuvent être résolues de manière exacte dans l'espace de Fourier $\exp(\int_z^{z+\Delta z} L_{\text{lin}} dz) \propto \text{FFT}^{-1} \exp(-i\widehat{D}(\omega)^2 \Delta z) \text{FFT}$ avec $\widehat{D}(\omega)$ défini par l'Éq (B.5). Il n'y a pas de limitation sur Δz due à ce schéma. Pour la phase non-linéaire, nous devons calculer $\int_z^{z+\Delta z} L_{\text{nl}} dz \propto |u|^2 \Delta z$, sachant qu'une erreur relative sur cette approximation est évaluée à $\sim |u|^4 \Delta z^2$. Pour contrôler cette erreur, nous pouvons opter pour un encadrement $c_2 \leq |u|^2 \Delta z \leq c_1$. La constante c_1 permet de garantir une erreur suffisamment faible, et c_2 un pas en z raisonnablement large pour faire varier efficacement l'incrément longitudinal. Le splitting des opérateurs nécessite alors de contrôler à la fois la valeur de $\|I - \exp(\int_z^{z+\Delta z} L_{\text{lin}} dz)\| \sim \Delta z / \Delta t^2$ et de $\|I - \exp(\int_z^{z+\Delta z} L_{\text{nl}} dz)\| \sim |u|^2 \Delta z$. On en déduit ainsi une troisième constante $c_3 \geq \Delta z / \Delta t^2$. Puisque Δt est constant pour un maillage homogène, c_3 détermine une deuxième borne supérieure pour l'incrément spatial Δz indépendante de $|u|^2$. Pour des applications pratiques, les valeurs $c_1 = 0.01$, $c_2 = c_1/2.5$ et $c_3 = 1$ fournissent des résultats satisfaisants, si la discrétisation selon l'incrément temporel Δt est suffisamment fine. Une version 3D du même code est aussi disponible. Dans cette version l'opérateur de diffraction est pleinement 3D ($\nabla_{\perp} = \partial_x^2 + \partial_y^2$) et traité par FFT rapides. Les bords de la boîte numérique sont alors absorbantes en x , y et z .

La figure 2.15 montre deux exemples de dynamiques non-linéaires typiques dans les verres fournies par le code UPPE radial. Cette figure illustre la dynamique temporelle d'une impulsion gaussienne de taille transverse $w_0 = 75 \mu\text{m}$ et de durée $\tau_p = 42.5 \text{ fs}$ formant un filament femtoseconde dans la silice pour différentes longueurs d'onde, $\lambda_0 = 790 \text{ nm}$ et $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$ à quelques puissances critiques. La dynamique dans le plan (z, t) change selon la nature de la dispersion du milieu (normale à 790 nm et anormale à 1550 nm) [30]. À titre simplement illustratif, à 790 nm, la dispersion est normale [$k^{(2)} > 0$] et

l'impulsion s'étale rapidement en temps au voisinage du foyer d'auto-focalisation. À 1550 nm, la dispersion est anormale [$k^{(2)} < 0$] et l'impulsion se comprime en temps. Elle est poussée vers les instants positifs (arrière de l'impulsion) par les effets d'auto-raïdissement (« self-steepening »).

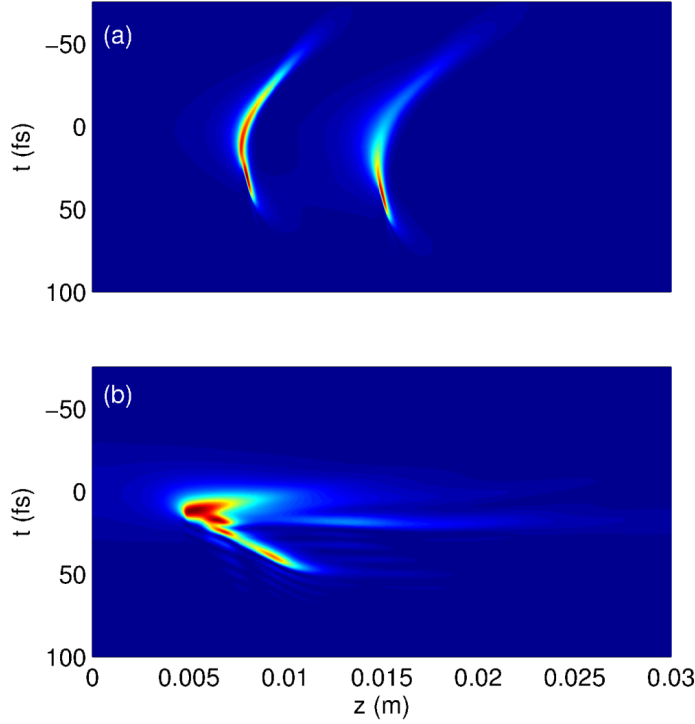


FIGURE 2.15 – Dynamique temporelle d'une impulsion avec une taille transverse $w_0 = 15 \mu\text{m}$, de durée $t_p = 42.5$ fs se propageant dans un échantillon de silice à la longueur d'onde (a) $\lambda_0 = 790$ nm avec $P_1(0) = 6P_{cr}$, (b) $\lambda_0 = 1550$ nm avec $P_1(0) = 3P_{cr}$.

–See now the power of truth; the same experiment which at first glance seemed to show one thing, when more carefully examined, assures us of the contrary.

Gallileo Galilei (1564 - 1642)

–La théorie, c'est quand on sait tout et que rien ne fonctionne. La pratique, c'est quand tout fonctionne et que personne ne sait pourquoi.

Albert Einstein (1879 - 1955)

3

Simulations d'impulsions expérimentales LIL de forte puissance dans des verres épais

Dans ce chapitre, nous présentons des résultats numériques sur la propagation non-linéaire de faisceaux LIL à travers des échantillons de silice de 4 à 5 cm d'épaisseur. Les simulations réalisées en géométrie pleinement 3D prennent en compte les fluctuations de phase et de puissance induites en amont du système de préamplification laser. Elles révèlent l'importance de la distribution temporelle de l'impulsion pompe dans la compétition entre l'auto-focalisation Kerr et la rétrodiffusion Brillouin stimulée. Nos résultats valident le système anti-Brillouin adopté pour le LMJ sur la base de faisceaux millimétriques. Ils indiquent une relative stabilité des faisceaux laser à 3ω pour des intensités moyennes incidentes inférieures à 9 GW/cm^2 .

1 Introduction

Nous présentons des simulations numériques d'impulsions LIL/LMJ se propageant à forte intensité dans les échantillons de silice. Ces échantillons représentent les hublots de verre qui assurent l'interface entre la chambre d'expérience du LMJ et une chaîne laser (voir Chapitre 1). L'objectif de ce travail a été d'adapter le code de simulation SBS_3D développé pour décrire la propagation d'impulsions laser nanosecondes dans les verres aux configurations réelles des faisceaux utilisés sur la LIL ou le LMJ. Le code modifié est le code SBS_3D_EXP présenté dans le Chapitre 2. L'attention est portée ici sur la validation du système anti-Brillouin consistant en des modulations de phase rapides, accompagnées de modulations d'amplitude. Les modulations de phase cassent la cohérence temporelle laser et sont censées supprimer la rétrodiffusion Brillouin.

Cette physique fait intervenir deux processus non-linéaires susceptibles de se développer sur de courtes distances à forte intensité laser : l'auto-focalisation par effet Kerr et la diffusion Brillouin stimulée. Par souci de simplicité, nous ignorons la saturation plasma. Le premier processus est dépendant de l'intensité laser et force le faisceau pompe à s'auto-comprimer spatialement pour des puissances incidentes excédant la puissance critique d'auto-focalisation, soit 0.35 MW à 3ω . À cette longueur d'onde (355 nm), cette condition est facilement remplie par des faisceaux laser de durée nanoseconde, d'intensité initiale de 5 GW/cm² et distribués seulement sur 1 mm² de surface dans le plan (x, y) . L'auto-focalisation Kerr est responsable de la filamentation, simple ou multiple, causant un accroissement brutal de l'intensité laser jusqu'à générer un plasma précurseur d'endommagement [115]. Elle provoque des dommages dans et en face arrière du matériau de propagation. Le deuxième processus est amorcé par la force électrostritive du champ laser qui induit dans un matériau dense des dépressions de densités à l'origine de la création de phonons [8, 36]. Sur ces fluctuations acoustiques diffuse une onde électromagnétique (onde Stokes), préférentiellement selon la direction opposée à celle de l'onde de pompe laser. Cette onde Stokes réfléchit une partie de l'onde laser et est à l'origine de dommages en face avant de la fenêtre de silice.

Un point dur technologique important du projet LMJ est de supprimer cette rétrodiffusion Brillouin. Pour y parvenir, deux méthodes ont été examinées dans la passé [85, 109, 110]. La première consiste

à introduire des modulations d'amplitude suffisamment profondes dans la distribution du champ laser pour casser ce dernier en trains d'impulsions picosecondes. Cette méthode prévient radicalement la production d'ondes acoustiques qui requiert en général quelques nanosecondes d'interaction laser. Elle a cependant un coût important en termes d'énergie moyenne disponible, puisqu'elle réduit l'énergie pompe d'un facteur proche de deux [85]. Les modulations de phase, au contraire, préservent la puissance laser délivrée en sortie de la source optique. Elle exploitent le fait que des modulations de phase rapides élargissent le spectre de l'impulsion incidente en de nombreux modes, dont l'intensité individuelle est réduite par le nombre de modes créés. En assurant une fréquence de modulation suffisamment élevée pour que les modes pompe et leur mode Stokes ne puissent pas interagir avec leurs voisins, on peut décroître significativement le facteur de gain Brillouin. Donnons à ce stade quelques outils théoriques permettant d'appréhender le principe des modulations de phase. En se basant sur la Réf. [15], nous savons que lorsqu'une modulation de phase de fréquence ν_m et de profondeur de modulation m est appliquée, les ondes de pompe (E_1) et Stokes (E_2) deviennent multimodes et peuvent être déterminées à partir des décompositions

$$E_1 = \sum_{n=1}^N E_{1,n} e^{i(k_{1,n}z - \omega_{1,n}t)}, \quad (3.1)$$

$$E_2 = \sum_{n=1}^N E_{2,n} e^{i(k_{2,n}z - \omega_{2,n}t)}, \quad (3.2)$$

où $E_{i,n}$, $k_{i,n}$, $\omega_{i,n}$ ($i = 1, 2$) sont les champs, nombres d'ondes et fréquences des ondes pompe et Stokes associés au mode n . N est le nombre total de modes. L'évolution de la densité acoustique, approchée par l'Éq. (A.29) s'écrit

$$\partial_t \bar{\rho} + \frac{\Gamma_B}{2} \bar{\rho} = \frac{\gamma_e}{4i\Omega_B n_0 c} \partial_z^2 I \times e^{-i(qz - \Omega_B t)}. \quad (3.3)$$

La séparation entre deux modes de pompe se définit par $\omega_{1,n+1} - \omega_{1,n} = \Omega_{\text{esp}} \equiv 2\pi\nu_m$. Le décalage entre le premier mode de pompe et son onde Stokes correspondant est, quant à lui, donné par $\Omega_B = \omega_{1,1} - \omega_{2,1} = 2C_S k_{1,1} = 2C_S(n_0\omega_{1,1}/c)$. Par itération, le décalage entre un mode n de pompe et son mode Stokes associé est égal à $\omega_{1,n} - \omega_{2,n} = \Omega_B + \Delta\omega_n$, où $\Delta\omega_n = (2C_S n_0/c)(\omega_{1,n} - \omega_{1,1})$. Maintenant, faisons l'hypothèse que $\Delta\omega_n$ est négligeable. Cela revient à faire l'approximation

de base $\omega_{1,n} - \omega_{2,n} \simeq \Omega_B$. Tous les modes optiques sont couplés au même mode acoustique de nombre d'onde $q = k_{1,1} + k_{2,1}$ et donc

$$k_{1,n} + k_{2,n} = q + \Delta k_n \quad (3.4)$$

avec $k_{1,n} = n\Omega_{\text{esp}}/v_1 = nn_0\Omega_{\text{esp}}/c$, où v_1 désigne la vitesse de groupe de l'onde de pompe, ce qui conduit au désaccord en nombre d'onde

$$\Delta k_n = \left(\frac{\partial k}{\partial \omega} \Big|_{\omega_{1,n}} + \frac{\partial k}{\partial \omega} \Big|_{\omega_{2,n}} \right) (n-1)\Omega_{\text{esp}} = \left(\frac{1}{v_1} + \frac{1}{v_2} \right) (n-1)\Omega_{\text{esp}} \quad (3.5)$$

avec v_2 la vitesse de phase de l'onde Stokes. En gardant les termes résonant uniquement aux fréquences $\omega_{1,n}$ et $\omega_{2,n}$, nous pouvons alors redériver les équations de propagation. Chaque mode de pompe est alors régi par les équations suivantes

$$\left(\partial_z + \frac{n_0}{c} \partial_t \right) U_{1,n} = \frac{i\nabla_{\perp}^2}{2k_{1,n}} U_{1,n} + \frac{in_2\omega_{1,n}}{c} (I_{1,n} + 2I_{2,n}) U_{1,n} - \frac{g_0}{2} Q U_{2,n} e^{-i\Delta k_n z}, \quad (3.6)$$

$$\left(-\partial_z + \frac{n_0}{c} \partial_t \right) U_{2,n} = \frac{i\nabla_{\perp}^2}{2k_{2,n}} U_{2,n} + \frac{in_2\omega_{2,n}}{c} (I_{2,n} + 2I_{1,n}) U_{2,n} + \frac{g_0}{2} Q^* U_{1,n} e^{i\Delta k_n z}, \quad (3.7)$$

$$\frac{2}{\Gamma_B} \partial_t Q + Q = \sum_{m=1}^N U_{1,m} U_{2,m}^* e^{i\Delta k_m z}, \quad (3.8)$$

en posant $E_{i,n} = (1/\sqrt{2n_0\epsilon_0 c}) U_{i,n}$ pour $i = 1, 2$, $I_i = |U_i|^2$, et $\bar{\rho} = (iq\gamma_e/2\Gamma_B n_0 c C_S) Q$.

En introduisant $\Delta k_{mn} = \Delta k_m - \Delta k_n \simeq \left(\frac{1}{v_1} + \frac{1}{v_2} \right) (m-n)\Omega_{\text{esp}}$, et en multipliant les équations (3.6) et (3.7) par $U_{1,n}^*$ et $U_{2,n}^*$ respectivement, nous aboutissons aux équations qui régissent les intensités

$$\begin{aligned} \left(\partial_z + \frac{n_0}{c} \partial_t \right) I_{1,n} &= \frac{\nabla_{\perp}^2}{k_{1,n}} \text{Im}(U_{1,n} \nabla_{\perp} U_{1,n}^*) - g_0 I_{1,n} I_{2,n} \\ &\quad - g_0 |U_{1,n} U_{2,n}| \sum_{m \neq n} |U_{1,m} U_{2,m}| \cos(\Delta k_{mn} z + \delta_{mn}), \end{aligned} \quad (3.9)$$

$$\begin{aligned} \left(-\partial_z + \frac{n_0}{c} \partial_t \right) I_{2,n} &= \frac{\nabla_{\perp}^2}{k_{2,n}} \text{Im}(U_{2,n} \nabla_{\perp} U_{2,n}^*) + g_0 I_{1,n} I_{2,n} \\ &\quad + g_0 |U_{1,n} U_{2,n}| \sum_{m \neq n} |U_{1,m} U_{2,m}| \cos(\Delta k_{mn} z + \delta_{mn}), \end{aligned} \quad (3.10)$$

avec $\delta_{mn} = \arg(U_{2,n}) - \arg(U_{1,n}) + \arg(U_{1,m}) - \arg(U_{2,m})$. Nous avons considéré dans l'Éq. (3.8) la limite statique pour les ondes sonores :

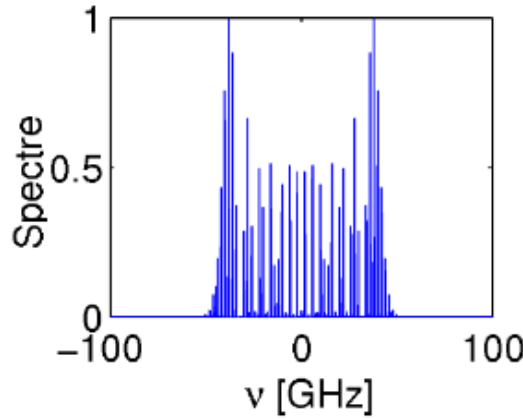


FIGURE 3.1 – Spectre de l’onde de pompe dans le cas d’une modulation de phase du type $M(t) = \exp[i m \sin(2\pi\nu_m t)]$ avec $m = 21$ et $\nu_m = 2$ GHz à $\lambda_0 = 355$ nm [84].

$\partial_t Q = 0$. δ_{mn} varie lentement par rapport à $\Delta k_{mn} z$ étant donné que U_1 et U_2 sont des fonctions d’enveloppe. Sur une distance de propagation $z = L$ telle que la longueur de cohérence vérifie $L_{coh} = 2\pi/\Delta k_{mn} \ll L$, le dernier terme des équations (3.9) et (3.10) est de moyenne nulle et chaque mode n croît avec le gain uniquement fixé par son mode de pompe n , sans interférence entre les modes voisins. Ainsi, les intensités totales des ondes de pompe et Stokes incohérentes s’écrivent

$$I_1 = \sum_{n=1}^N I_{1,n}(z), \quad I_2 = \sum_{n=1}^N I_{2,n}(z). \quad (3.11)$$

Par sommation de l’ensemble des modes dans les équations (3.9) et (3.10), les termes Brillouin se réécrivent sous la forme $\pm \bar{\gamma} I_1 I_2$, où $\bar{\gamma} \equiv g_0 \frac{\sum_{n=1}^N I_{1,n} I_{2,n}}{I_1 I_2}$. Pour des modes de même intensité, nous aboutissons à

$$\bar{\gamma} = g_0/N, \quad (3.12)$$

et le coefficient de couplage phonon-photon est réduit d’un facteur $1/N$. Le gain Brillouin stationnaire (2.140) est donc diminué par le nombre de modes alors que le gain instationnaire (2.154) est décrû d’un facteur \sqrt{N} .

La figure 3.1 montre le spectre d’une impulsion pompe affectée par une modulation de phase sinusoïdale du type

$$\sqrt{I(t)} \rightarrow \sqrt{I(t)} \times e^{i m \sin(2\pi\nu_m t)}, \quad (3.13)$$

où m est la profondeur de modulation, ν_m désigne la fréquence de modulation et $I(t)$ est l’intensité d’une impulsion gaussienne. Dans

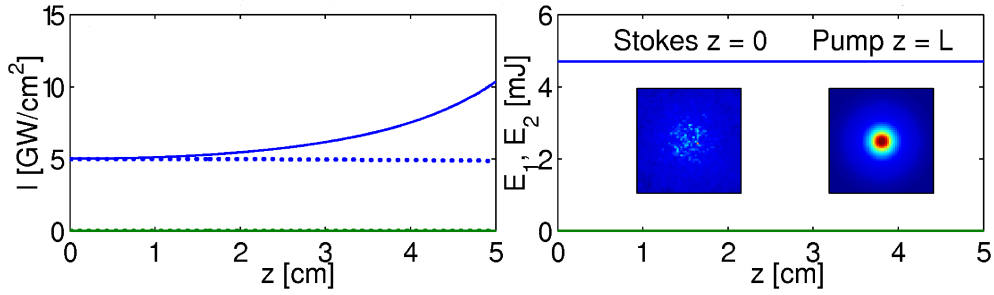


FIGURE 3.2 – (gauche) Intensités maximales et (droite) énergies partielles pompe et Stokes à 355 nm pour $P_1(0) = 5 P_{cr}$ avec une modulation de phase ($\nu_m = 2$ GHz, $m = 21$). Les courbes bleues se réfèrent à l’onde de pompe et les courbes vertes correspondent à l’onde Stokes. Les inserts détaillent les distributions de fluence dans le plan transverse (x, y) sur une section de $400 \times 400 \mu\text{m}^2$.

cette configuration, l’élargissement spectral est donné par le critère de Carson [42] qui prévoit que 98% de l’énergie initiale est contenue dans un intervalle $\Delta\nu = 2(m+1)\nu_m$ soit $\Delta\nu_m \simeq 2m\nu_m$ pour m grand. Nous considérerons en général une profondeur de modulation $m = 21$ et une fréquence de modulation $\omega_m = 2\pi\nu_m$, où $\nu_m = 2$ GHz, de sorte que $\Delta\omega \geq \Gamma_B = 1.87$ GHz. La figure 3.1 illustre le spectre de cette modulation obtenu par une transformée de Fourier. Elle nous indique un nombre de raies $N \approx 2m = 42$ et une largeur totale $\Delta\nu = 84$ GHz.

Pour atténuer les fluences réfléchies par diffusion Brillouin, l’introduction de modulations de phase peut s’avérer efficace. Comme mentionné plus haut, on s’attend à ce que les modulations de phase soient d’autant plus efficaces que le nombre de modes est important. La figure 3.2 rappelle les résultats obtenus en Réf. [84] pour une impulsion de puissance initiale, $P_1(0) = 5P_{cr}$. Sur la Fig. 3.2 gauche, l’impulsion pompe subit une faible auto-focalisation. L’onde Stokes, quant à elle, reste à un niveau d’intensité nul, montrant une suppression totale de l’effet Brillouin sur une épaisseur de silice de 5 cm. Les mêmes informations sont données sur les courbes des énergies partielles [Fig. 3.2 droite]. En effet, nous observons que l’énergie pompe reste constante pendant toute sa propagation alors que l’énergie de l’onde Stokes est nulle. Dans ce cas, la modulation employée précédemment permet de supprimer efficacement la rétrodiffusion Brillouin.

Un critère à prendre en compte est celui de la largeur spectrale

critique au delà de laquelle une modulation de phase peut supprimer radicalement l'effet de la diffusion Brillouin, et cela même en régime d'auto-focalisation forte. Pour évaluer analytiquement cette bande spectrale critique, nous utilisons la puissance des ondes acoustiques, définie par $W = \int |Q|^2 dr_{\perp}$. Cette quantité suit l'Éq. (2.84), à savoir :

$$\partial_t W + \Gamma_B W = \frac{\Gamma_B}{g_0} (-\partial_z + k' \partial_t) P_2 = -\frac{\Gamma_B}{g_0} (\partial_z + k' \partial_t) P_1. \quad (3.14)$$

On peut intégrer l'Éq. (3.14) en temps et appliquer le théorème de Plancherel-Parseval pour des conditions aux limites nulles. En procédant ainsi, nous aboutissons à

$$d_z E_1 = d_z E_2 = -g_0 \int \int_{-\infty}^{+\infty} |\hat{Q}(\omega)|^2 d\omega dr_{\perp}, \quad (3.15)$$

$$|\hat{Q}|^2 = \left(\frac{\Gamma_B}{2} \right)^2 \frac{|\widehat{U_1 U_2^*}|^2}{\omega^2 + (\Gamma_B/2)^2}. \quad (3.16)$$

En se référant à [40], avec des phases relatives de U_1 et de U_2 décorré-
 lées, $\widehat{U_1 U_2^*} = \int U_1(z, r_{\perp}, t) U_2^*(z, r_{\perp}, t) e^{i\omega t} dt$ se réduit à

$$|\widehat{U_1 U_2^*}|^2 \simeq \frac{1}{\Delta\omega} < I_1(z, r_{\perp}, t) > \int I_2 dt = \frac{< I_1 >}{\Delta\omega} F_2 \quad (3.17)$$

avec $< I_1 >$ l'intensité de l'onde de pompe moyennée en temps de largeur spectrale $\Delta\omega$ et F_2 la fluence Stokes $\sim \frac{2}{\pi w_0^2} E_2$. L'énergie Stokes est donnée par

$$E_2(z) \simeq E_2(L) e^{\frac{g_0 \Gamma_B}{\Delta\omega w_0^2} P_1(0)(L-z)} \quad (3.18)$$

avec $\int < I_1 > dr_{\perp} \simeq P_1(0)$. Pour atténuer la croissance de l'énergie Stokes, il faut donc satisfaire la condition suivante

$$\Delta\nu \gg \Delta\nu_{cr} = \frac{1}{4} \Gamma_B g_0 I_1(0) L. \quad (3.19)$$

Cette dernière équation nous renseigne sur la valeur minimale de largeur de bande spectrale requise pour supprimer la rétrodiffusion Brillouin stimulée. Cette valeur limite s'exprime en fonction de l'intensité initiale de l'onde de pompe. Cette inégalité reste cependant grossière [84]. Une évaluation plus fine de la bande spectrale critique nécessite une recherche numérique.

Des calculs numériques ont été réalisés afin de raffiner l'estimation (3.19). À ce propos, nous rappelons le résultat de la Réf. [86]. Sur la

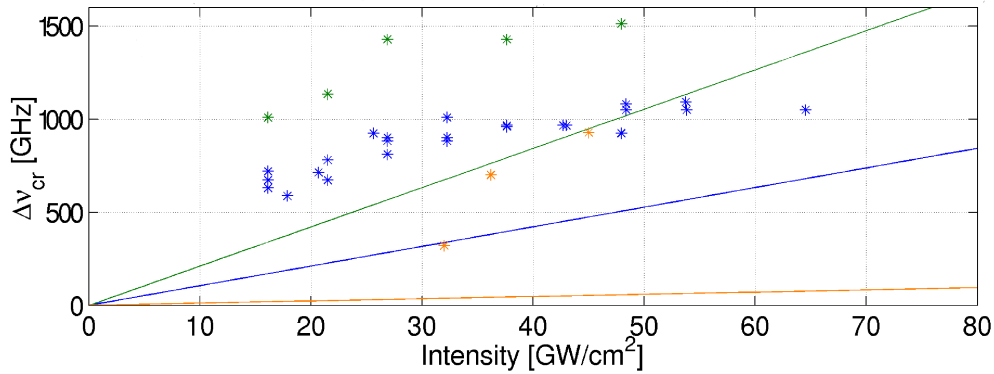


FIGURE 3.3 – Évolution de la largeur spectrale critique en fonction de l'intensité pompe. Les symboles bleus (verts) correspondent aux seuils évalués numériquement à $\lambda_0 = 355$ nm avec $L = 5$ cm (respectivement $L = 10$ cm). Les symboles oranges font référence aux seuils numériques dans l'infrarouge ($\lambda_0 = 1.064$ μm) pour $L = 5$ cm. Les courbes en trait plein montrent la borne inférieure de l'inégalité (3.19) pour les cas précédents avec le même code couleur.

figure 3.3 est détaillée la valeur de la largeur spectrale critique évaluée numériquement en fonction de l'intensité pompe pour un échantillon d'épaisseur de 5 cm. Des résultats pour une épaisseur de 10 cm sont aussi montrés. L'effet Brillouin étant plus efficace sur des longueurs de propagation plus grandes, la valeur de cette bande critique doit dès lors être augmentée. Toutes les valeurs évaluées par simulations numériques sont supérieures au seuil donné par l'Éq. (3.19). Bien qu'étant approximative, cette équation donne néanmoins une première évaluation de la valeur de largeur spectrale critique $\Delta\nu_{cr}$. Notons que $\Delta\nu_{cr}$ est inversement proportionnelle à la longueur d'onde via le facteur Γ_B et diminue donc dans le domaine infrarouge.

Des largeurs de bande spectrale limitées à une centaine de GHz, associant en général une réduction du gain Brillouin efficace pour des intensités modérées (environ 5 GW/cm²), ne donnent pas lieu à une auto-focalisation achevée à l'intérieur du matériau. Dans le cas inverse, lorsque l'échantillon est le lieu d'une divergence du faisceau pompe, l'étendue spectrale de l'impulsion pompe doit être notablement augmentée, en particulier par un accroissement de la fréquence de modulation qui doit être adaptée à la valeur de l'intensité laser incidente. Dans le cas contraire, la modulation de phase décroît effectivement le gain Brillouin, mais pas assez pour inhiber complètement

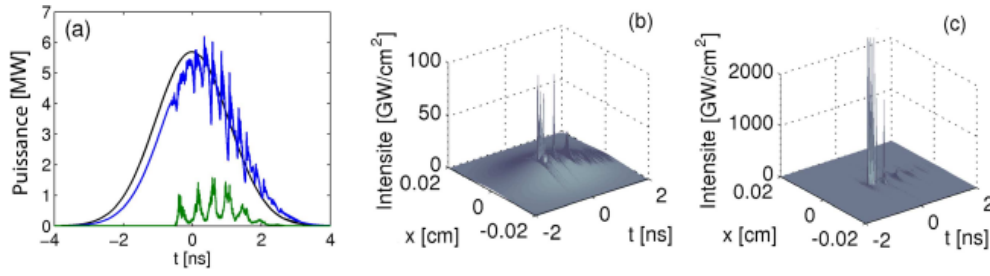


FIGURE 3.4 – (a) Profils temporels de puissance de l’onde de pompe incidente (courbe noire) de l’onde transmise (courbe bleue) et de l’onde rétrodiffusée (courbe verte) pour une onde de pompe de $16P_{cr}$ modulée en phase avec $\Delta\nu \approx 84$ GHz. Profils d’intensité associés dans le plan (x, t) : (b) onde de pompe au foyer d’auto-focalisation $I_1(z_c \approx 0.6$ cm) et (c) onde rétrodiffusée en face d’entrée de l’échantillon $I_2(0)$.

le processus de rétrodiffusion. Les termes Kerr deviennent dominants et produisent alors une instabilité modulationnelle importante. Cette instabilité est amorcée par les fluctuations temporelles initiales du faisceau pompe, puis est renforcée par le couplage de ce dernier avec des composantes Stokes intenses. Elle est responsable d’une filamentation multiple dans l’échantillon [cf. Fig. 3.4]. Cette filamentation multiple accélère le processus d’auto-focalisation de l’onde de pompe, qui peut alors endommager le matériau sur de courtes distances de propagation.

La démarche de la présente étude est la démarche inverse de celle adoptée en Réf. [86]. Il ne s’agit pas ici d’adapter (en théorie) un système anti-Brillouin pour telle ou telle valeur de l’impulsion laser incidente. Au contraire, pour une fonction anti-Brillouin choisie dans le cadre du programme LMJ, nous souhaitons déterminer la valeur maximale de l’intensité laser moyenne tolérable à l’entrée du hublot de la chambre d’expérience, pour que, d’une part, la rétrodiffusion d’ondes Stokes reste négligeable et que, d’autre part, l’effet Kerr ne produise pas d’auto-focalisation totale à l’intérieur de l’échantillon. Nous montrons à partir de profils de phase supportant une fréquence de modulation principale d’environ 2 GHz, qu’une suppression efficace de l’effet Brillouin est assurée sur des épaisseurs de hublot de 4.3 cm, si l’intensité laser reste inférieure ou égale à 9 GW/cm^2 . Nous démontrons que la modulation d’amplitude produite dans le module de préamplification aide à inhiber la rétrodiffusion Brillouin à forte intensité. La question de la distribution spatiale de l’onde pompe laser, à travers des modulations périodiques, carrées ou supergaussiennes, est aussi

discutée.

2 Impulsions LIL/LMJ

Les simulations qui suivent ont été réalisées à partir du code SBS_3D_EXP sur 128 à 256 processeurs CPU. L'objectif était de vérifier numériquement l'absence de rétrodiffusion Brillouin à partir des modulations caractérisant le système anti-Brillouin adopté pour le LMJ et de tester la dynamique des impulsions LIL à 3ω à partir des fichiers fournis par le CEA-CESTA/DLP et produits par le code Miró.

L'une des limitations de la présente étude est la résolution requise pour décrire précisément des événements d'auto-focalisation, ainsi que leur distance d'apparition sur l'axe optique. En régime d'auto-focalisation, une onde donnée (pompe ou Stokes) croît d'environ trois ordres de grandeur en intensité (de quelques GW/cm^2 à plusieurs TW/cm^2). Simultanément, le rayon de ses filaments atteint quelques micromètres de diamètre et les pics dominants de son profil temporel peuvent se réduire à quelques centaines de femtosecondes, même si l'impulsion pompe s'étend initialement sur plusieurs nanosecondes (typiquement de 5 à 7 ns pour des faisceaux expérimentaux). Le maillage du code SBS étant par construction homogène, il faut au moins employer 512×512 points dans le plan (x, y) pour un faisceau de $2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$. La distance d'auto-focalisation variant sensiblement avec le pas longitudinal, il faut au moins prévoir 1024 points pour un échantillon de 5 cm d'épaisseur. La résolution temporelle liée au pas longitudinal comme précisé dans le Chapitre 2 est alors de 240 fs, de sorte qu'une fenêtre en temps de 7 ns implique près de 30000 pas d'intégration en temps. La taille des fichiers de sortie, pour un seul processeur, excède facilement la dizaine de Go pour une seule distance z . Comme la distance d'auto-focalisation n'est pas connue a priori, c'est l'ensemble des fichiers en z qu'il faut pouvoir stocker dans un premier temps, soit 128 au moins (nombre minimum de processeurs CPU) même si la résolution graphique peut-être allégée en ne retenant périodiquement que quelques sorties en temps. L'occupation d'un répertoire pour une configuration de faisceau sature rapidement les machines de calcul avec des volumes de données de plusieurs To. Pour cette raison, nous avons dû abandonner l'étude de faisceaux périodisés sur $4 \text{ mm} \times 4 \text{ mm}$, nécessitant 1024×1024 points dans le plan transverse. Dans les simulations qui suivent, les résolutions spatiales

et temporelles sont identiques avec $\Delta x = \Delta y = 3.9 \mu\text{m}$, $\Delta z = 48.8 \mu\text{m}$ et $\Delta t = 240 \text{ fs}$.

Plusieurs cas ont été traités à travers l'exploitation de divers fichiers de profils de puissance et de phase, en espace comme en temps. Les types de modulations examinés consistaient en une modulation de phase rapide (FM) de 2 GHz pour le système anti-Brillouin et de 14 GHz pour le lissage homogénéisant la tache focale pour limiter les instabilités paramétriques laser-plasma. Au cours de leur propagation dans la source fibrée (il s'agit d'une fibre optique qui permet le transport du faisceau laser), ces modulations de phase produisent de la modulation d'amplitude (AM) dans les profils temporels de puissance laser. Le transport du faisceau par fibre dans le pilote laser induit en outre de la dispersion supplémentaire (notée DF pour dispersion par fibre), qui altère les modulations d'origine (cette dispersion devient importante pour des variations picosecondes induites par la modulation de phase). Outre ces impulsions perturbées, nous disposons aussi de profils de puissance et de phase "idéaux", sans distorsion particulière. La figure 3.5 résume quelques profils pour un motif de fluence LIL de $1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$ de surface dans le plan de diffraction (x, y) . Les figures 3.5(a,b,c,d) détaillent les comportements en temps et dans le plan de diffraction transverse (x, y) des distributions initiales de puissance, de phase et de fluence. En particulier, la phase contient les deux modulations battant à 2 et 14 GHz. Le lissage induit en amont produit des figures de speckle, à l'origine d'inhomogénéités dans la distribution laser. Les figures 3.5(e,f) montrent les variations rapides en temps associées à la modulation d'amplitude (courbes vertes) et altérées par la dispersion de la fibre (courbes rouges).

L'intensité moyenne de la tache focale varie de 3 GW/cm^2 à 10 GW/cm^2 . Cet intervalle de valeurs fournit une analyse relativement exhaustive de la dynamique des motifs optiques par rapport à l'intensité initiale de l'onde laser pompe et à ses fluctuations dans le plan (x, y) . Nous simulerons quelques échantillons de silice d'épaisseurs limitées à 5 cm. Nous rappelons ici que l'épaisseur des hublots de la chambre d'expérience en configuration LIL est de 4.3 cm, celle en configuration LMJ est de 3.4 cm. Les faisceaux examinés sont de taille maximale limitée à 2 mm, compte tenu des contraintes numériques rappelées plus haut.

En configuration dite "périodique", l'échantillon de $1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$ présente des conditions aux limites non nulles, de sorte que son motif élémentaire peut-être périodiquement répété sur une surface plus

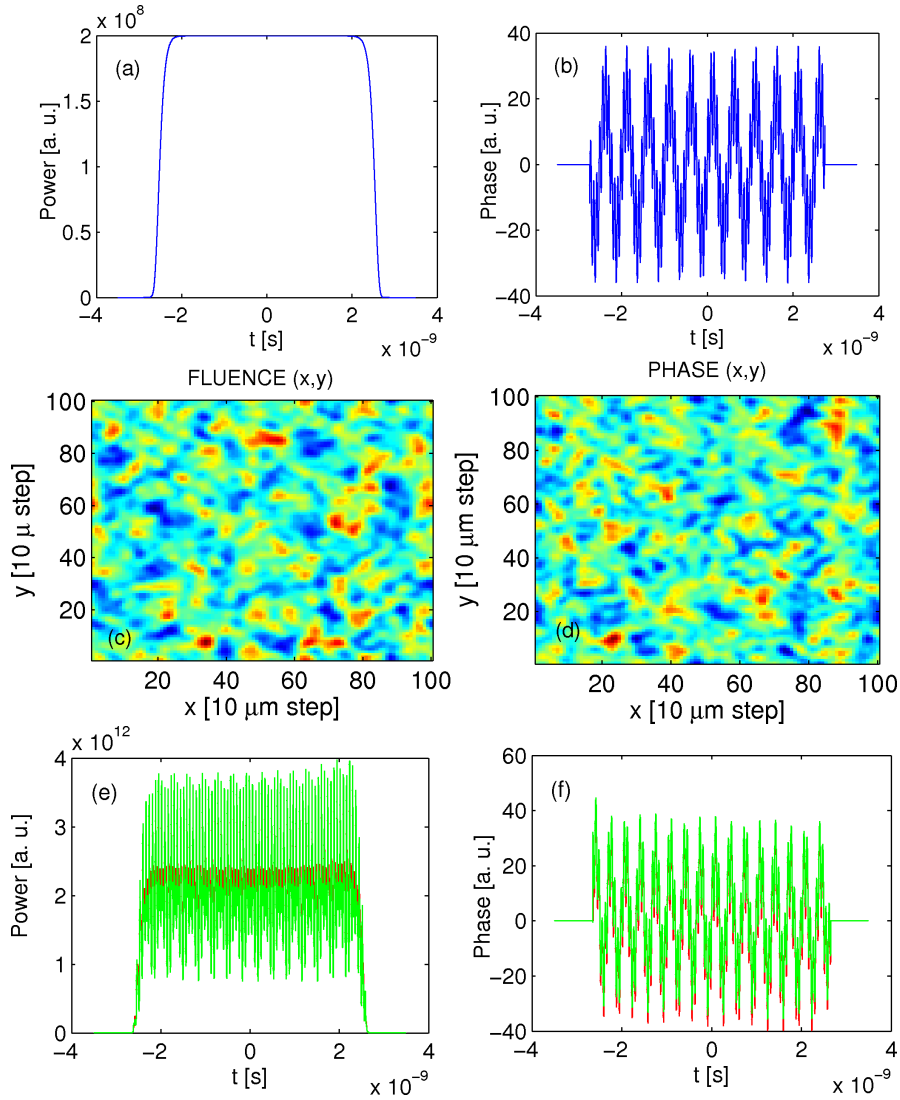


FIGURE 3.5 – Profils LIL de (a) puissance, (b) phase "idéaux" en temps. (c) Distributions de fluence de $1 \text{ GW}/\text{cm}^2$ et (d) de phase dans le plan de diffraction transverse (x, y) . Profils (e) de puissance et (f) de phase incluant la modulation AM sans (courbes vertes) et avec (courbes rouges) la dispersion de la fibre (DF).

grande. La répétition de ce motif respecte les conditions aux bords de chaque carré produit. Le motif obtenu touche les bords de la boîte numérique.

Avec un support borné, le même motif est posé sur une distribution finie (par exemple carré ou supergaussienne) dont le domaine transverse est deux fois plus grand que le motif de fluence retenu. Les conditions sont alors nulles aux bords de la boîte numérique.

Comparer la dynamique des faisceaux optiques pour différentes distributions laser est important, car la forme initiale de l'impulsion laser peut conditionner la filamentation multiple en propagation non-linéaire [26].

À titre d'exemple, la figure 3.6 illustre le type de comportement que l'on cherche à préserver. Elle montre l'intensité maximale développée par un faisceau de type "onde plane" - le motif de fluence occupe la totalité de la boîte numérique (on raisonne alors en termes de motif périodique) - de surfaces transverses de 1 mm^2 et 2 mm^2 . Les profils de phase et de puissance initiales sont les profils "idéaux" [Figs. 3.5(a,b)]. L'intensité moyenne incidente est de 5 GW/cm^2 . Avec un motif onde plane et à cette intensité plutôt modérée, l'auto-focalisation ne se développe pas dans l'échantillon de silice. Les figures 3.6(b,c) détaillent l'évolution de l'intensité de l'onde de pompe pour une impulsion de $2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$. Cette distribution reste quasiment inchangée sur 5 cm de propagation.

Nous avons par ailleurs vérifié que l'onde Stokes excitée par effet Brillouin était totalement inhibée [cf. courbe verte dans la Fig. 3.6(a)]. Tant que l'impulsion ne collapse pas à l'intérieur du matériau, la phase "idéale", avec sa double modulation de 2 et 14 GHz [Fig. 3.5 2(b)], est suffisante pour supprimer la rétrodiffusion Brillouin à des niveaux modérés d'intensité laser incidente ($\approx 5 \text{ GW/cm}^2$). L'intensité Stokes mesurée en $z = 0$ est en effet $I_2(0) = 10^{-5} \text{ GW/cm}^2$. On notera aussi que lorsque la taille du faisceau est doublée (1 à 2 mm de côté), la distribution de type onde plane évolue peu. De nouveau l'intensité Stokes réfléchie est quasi nulle, la puissance de l'onde laser pompe est préservée et les distributions d'intensité restent quasiment inchangées [Figs. 3.6(b,c)]

3 Comparaison entre différents profils LIL

Dans ce qui suit, nous incorporons les profils de puissance et de phase affectés par la modulation AM, puis ceux incluant en outre la dispersion induite par fibre (DF). Les simulations sont comparées à celle impliquant une amplitude non modulée. Deux aspects sont ici abordés : l'influence de la distribution spatiale de l'impulsion et celle de sa distribution temporelle. Les résultats sont représentés en figure 3.7, pour une impulsion à profils de phase et de puissance "idéaux" [Fig. 3.7(a)], modulée en amplitude [Fig. 3.7(b)] et prenant

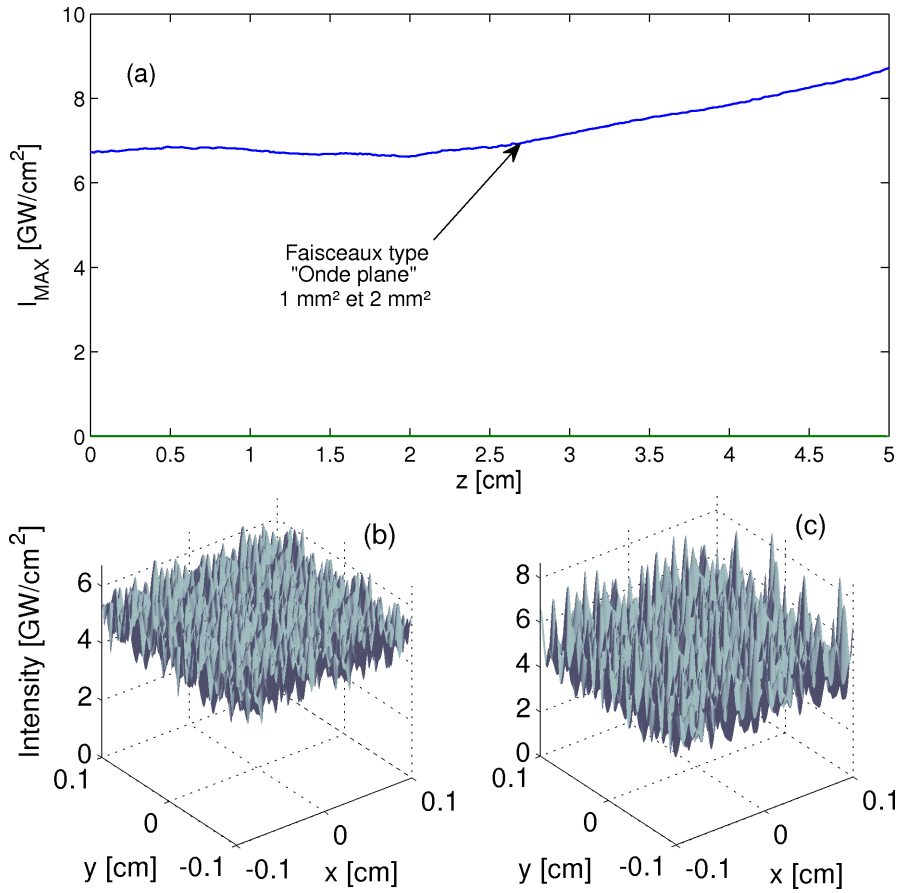


FIGURE 3.6 – (a) Intensité maximale d'un faisceau LIL de 5 GW/cm^2 pour une distribution couvrant la totalité de la boîte numérique. La courbe verte sur l'axe représente l'onde Stokes rétrodiffusée. Les surfaces du faisceau pompe sont de $1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$ (courbe brisée) et de $2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ (courbe pleine, superposée à la courbe brisée) pour des profils de puissances idéaux ("top-hat"). (b-c) Profils d'intensité en (x, y) pour un faisceau périodisé de $2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ aux distances (b) $z = 0$ et (c) $z = 5 \text{ cm}$.

en compte la dispersion de la fibre [Fig. 3.7(c)]. Les trois premières figures montrent le décalage subi par les profils de puissance entre la face d'entrée et la face en sortie de l'échantillon, dû à la dispersion linéaire de l'impulsion dans la silice soit $\Delta t = n_0 L / c = 0.25 \text{ ns}$ à 355 nm . Ici, les simulations ont été réalisées pour des configurations de faisceaux susceptibles de se dégrader rapidement par filamentation multiple, c'est-à-dire pour des faisceaux à section carré et de côté égal à 1 mm . L'intensité moyenne est maintenue à 5 GW/cm^2 en face d'entrée.

Comme le montre la figure 3.7, la filamentation d'un faisceau carré

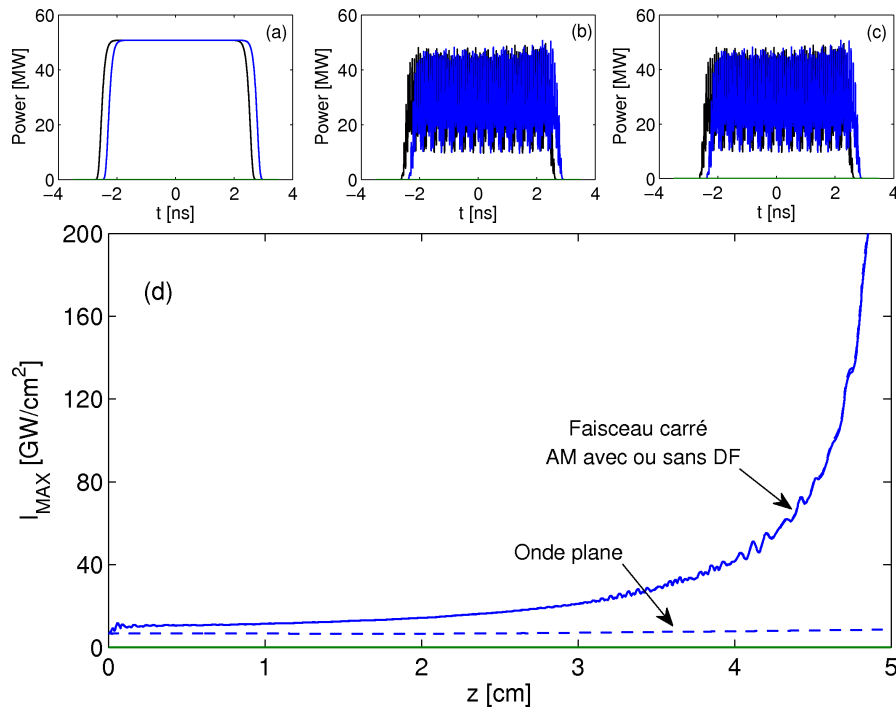


FIGURE 3.7 – Puissance de l’onde laser pompe en début ($z = 0$, courbe noire) et en fin ($z = 5$ cm, courbe bleue) de l’échantillon. Un motif d’1 mm \times 1 mm est distribué sur support carré au centre de la boîte numérique. (a) Profils de puissance et de phase idéaux ($I_0 = 5$ GW/cm²). (b) Profils incluant la modulation d’amplitude. (c) Profils incluant en outre la dispersion de la fibre. (d) Intensités maximales sur 5 cm de silice pour des profils avec modulation d’amplitude (courbe brisée) et avec la dispersion de la fibre (courbe solide). Ces deux dernières courbes se superposent presque exactement. La courbe verte sur l’axe représente l’onde Stokes rétrodiffusée. Le comportement de l’onde plane (ou périodique) est rappelé par les courbes en pointillés.

prend place plus rapidement sur 5 cm de propagation, comparé à l’évolution d’un motif périodique. Cette dynamique est induite par les très forts gradients d’intensité apparaissant au voisinage des sommets [cf. Figs. 3.8(b,c)]. Elle a donc pour conséquence d’accélérer le processus de collapse de l’onde de pompe. Même si cette distorsion est une forme extrême de faisceau dont la réalité est éloignée de celle de la LIL et du LMJ par la dureté de ses gradients, nous pensons cependant qu’elle est instructive pour les raisons suivantes.

Tout d’abord, elle met en garde sur des variations locales abruptes de zones de surintensités à forts gradients au sein d’un faisceau LMJ de grandes dimensions au niveau des hublots de la chambre d’expérience

($\approx 30 \text{ cm} \times 30 \text{ cm}$).

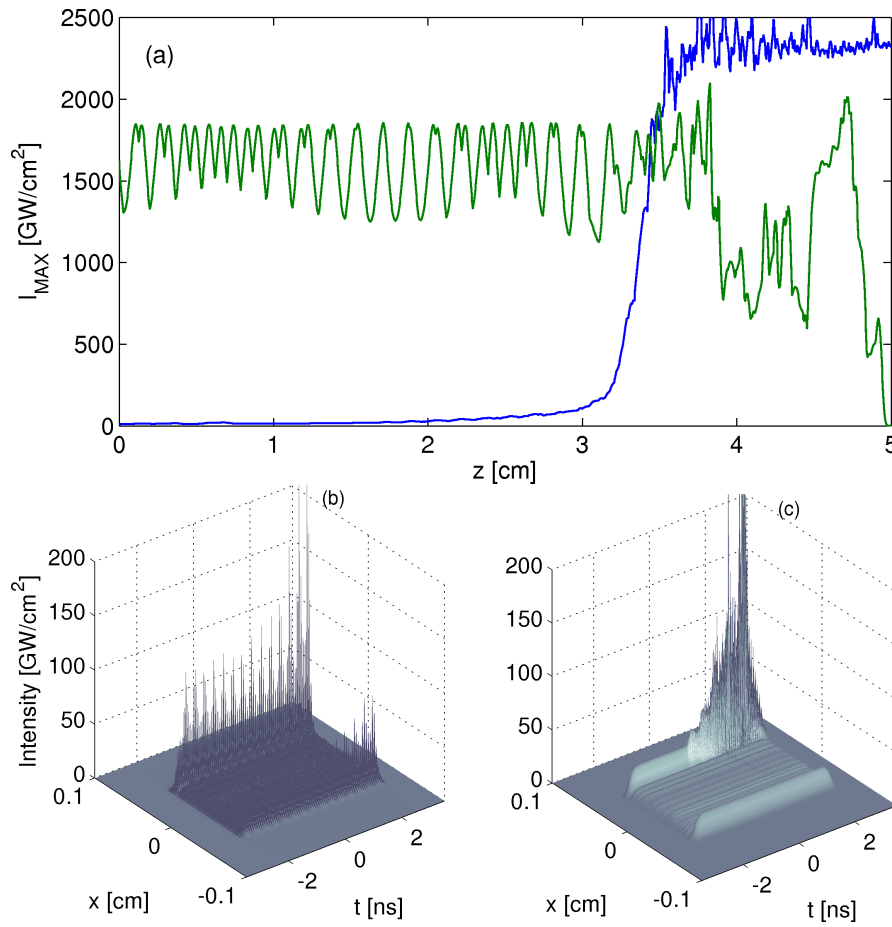


FIGURE 3.8 – (a) Intensité maximale de l’onde de pompe laser (courbe bleue) pour un profil de puissance idéal sans modulation d’amplitude. La courbe verte représente l’onde Stokes rétrodiffusée (faisceau carré d’ $1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$, $I_0 = 5 \text{ GW/cm}^2$). (b,c) Profils d’intensité (x, t) , maximum en $y = 0$, pour un profil de puissance (b) initialement modulé en amplitude, à $z = 5 \text{ cm}$ et (c) non-modulé, à $z = 3.47 \text{ cm}$.

Ensuite, en forçant l’auto-focalisation de l’impulsion pompe, elle permet de mieux cerner les variations induites par la dispersion de la fibre (DF) : nous pouvons constater en effet sur la figure 3.7(b) que les variations induites par la dispersion sont minimales et affectent peu la dynamique d’auto-focalisation. Ce sont les fluctuations initiales transverses de l’amplitude et de phase du faisceau, qui conditionnent essentiellement la divergence de l’onde de pompe. Enfin, une distribution forçant le collapse met en évidence le rôle des modulations d’amplitude. La figure 3.8 détaille ce point que nous ju-

geons important et sur lequel nous nous attardons.

Comparé aux courbes solides de la figure 3.7(d), la dynamique de l'impulsion change en effet brutalement lorsque l'on considère un profil de puissance idéal, comme montré en figure 3.8(a). Dans ce cas, la distribution de puissance s'étalant uniformément sur 5 ns favorise la génération d'ondes sonores et la rétrodiffusion Brillouin stimulée. Ici, l'auto-focalisation se déclenche près du sommet supérieur gauche et dans la partie arrière de l'impulsion [Figs. 3.8(b,c)]. Les modulations de phase réduisent la décroissance de l'onde laser par effet Brillouin. Elles augmentent cependant le poids relatif de l'effet Kerr et favorisent l'apparition d'instabilités modulationnelles et une accélération de l'auto-focalisation du faisceau pompe sur de courtes distances dans le matériau. Comme rappelé plus haut, une modulation de phase, pour être totalement efficace en régime de collapse optique, doit produire un spectre suffisamment large pour supprimer l'onde Stokes. Cette condition n'est visiblement pas remplie par l'impulsion carrée simulée ici. Cependant, ces modulations d'amplitude picosecondes peuvent aider à inhiber efficacement la création d'ondes acoustiques. C'est ce scénario que nous observons en figure 3.7 : de telles modulations, détaillées dans la figure 3.8(b) empêchent la croissance de l'onde Stokes et retardent la divergence des filaments. Lorsque l'impulsion présente des modulations picosecondes dans son amplitude initiale, le profil d'intensité ainsi modulé contribue à diminuer la rétrodiffusion Brillouin en inhibant la création d'ondes acoustiques. En état d'auto-focalisation, le profil d'intensité se présente comme un train d'impulsions de ~ 10 ps de largeur à mi-hauteur, séparées les unes des autres d'environ $\simeq 70$ ps. Ce type de profil est suffisant pour supprimer radicalement l'effet Brillouin à des intensités élevées.

4 Influence du niveau d'intensité incidente

Nous avons répété la démarche précédente pour une intensité initiale double : $I_0 = 10 \text{ GW/cm}^2$ et avons utilisé les fichiers impliquant une puissance et une phase altérées par la modulation d'amplitude et incluant la dispersion de la fibre. En figure 3.9, nous constatons l'auto-focalisation du motif élémentaire couvrant la totalité de la boîte numérique. Cette auto-focalisation prend place à des distance $z = z_c \simeq 4.4$ cm. Pour une distribution carrée, cette distance est raccourcie à $z = z_c \simeq 2.7$ cm. Dans les deux cas, le processus d'auto-focalisation est sou-

tenu par l'amplification des pics de fluence initialement les plus élevés et qui créent un bain optique turbulent alimenté par des filaments multiples sur quelques cm de silice. Près de la distance d'auto-focalisation, seul un petit nombre (≤ 5) de filaments participe à la divergence du faisceau. Les modulations de phase et d'amplitude conservent la puissance de l'onde de pompe de type "onde plane" et maintiennent l'onde rétrodiffusée à un niveau négligeable [$I_2(0) = 10^{-5}$ GW/cm²].

Un résultat important est montré par les courbes rouges de la figure 3.9(a). Ces courbes, presque parfaitement surperposées aux impulsions LIL avec AM et DF, correspondent aux mêmes simulations pour lesquelles les non-linéarités Brillouin ont été réduites à zéro dans le code et les profils de puissance et de phase sont "idéaux". Nous pouvons constater que la dynamique d'auto-focalisation reste inchangée et le foyer non-linéaire z_c est identique, comparé à une impulsion LIL incluant toutes ses fluctuations temporelles (courbes bleues solides). Ce résultat démontre l'efficacité des modulations de phase et d'amplitudes des impulsions LIL vis-à-vis de la rétrodiffusion Brillouin en régime d'auto-focalisation forte.

Dans la figure 3.9(b), les courbes brisées représentent l'intensité maximale atteinte, à partir du système SBS complet, par des impulsions de type "onde plane" dépourvues des modulations AM et de la dispersion DF dans les profils de puissance et de phase incidents. On peut constater que le faisceau collapse beaucoup plus tôt et produit une onde Stokes de forte intensité de manière analogue au scénario commenté en figure 3.8 : un profil de puissance homogène de 5 ns, sans modulations en amplitude rapides, favorise l'amplification d'une onde Stokes. Par comparaison, la figure 3.9(c) montre la phase d'amplification des filaments dans le plan (x, y) pour le motif périodique avec les modulations d'amplitude à $z = 4.33$ cm. La figure 3.9(d) détaille son profil d'intensité en temps, où les modulations sont amplifiées et forment un train d'impulsions picosecondes, inhibant la croissance de l'onde Stokes. La figure 3.9(e), au contraire, montre de nouveau qu'un profil de puissance non modulé par des trains picosecondes développe des événements de collapse dans la partie arrière de l'impulsion, le long de laquelle des composantes Stokes peuvent être efficacement produites [Fig. 3.9(f)]. On notera le développement de modulations longues, nanosecondes, propices à l'émission de composantes Stokes à $z = 2.54$ cm. Pour des intensités initiales comprises entre 10 et 14 GW/cm² (incluant leur valeur maximale portée par les points chauds), l'analyse publié en Réf. [85] recommande, pour sup-

CHAPITRE 3. SIMULATIONS D'IMPULSIONS EXPÉRIMENTALES LIL DE FORTE PUISSANCE DANS DES VERRES ÉPAIS

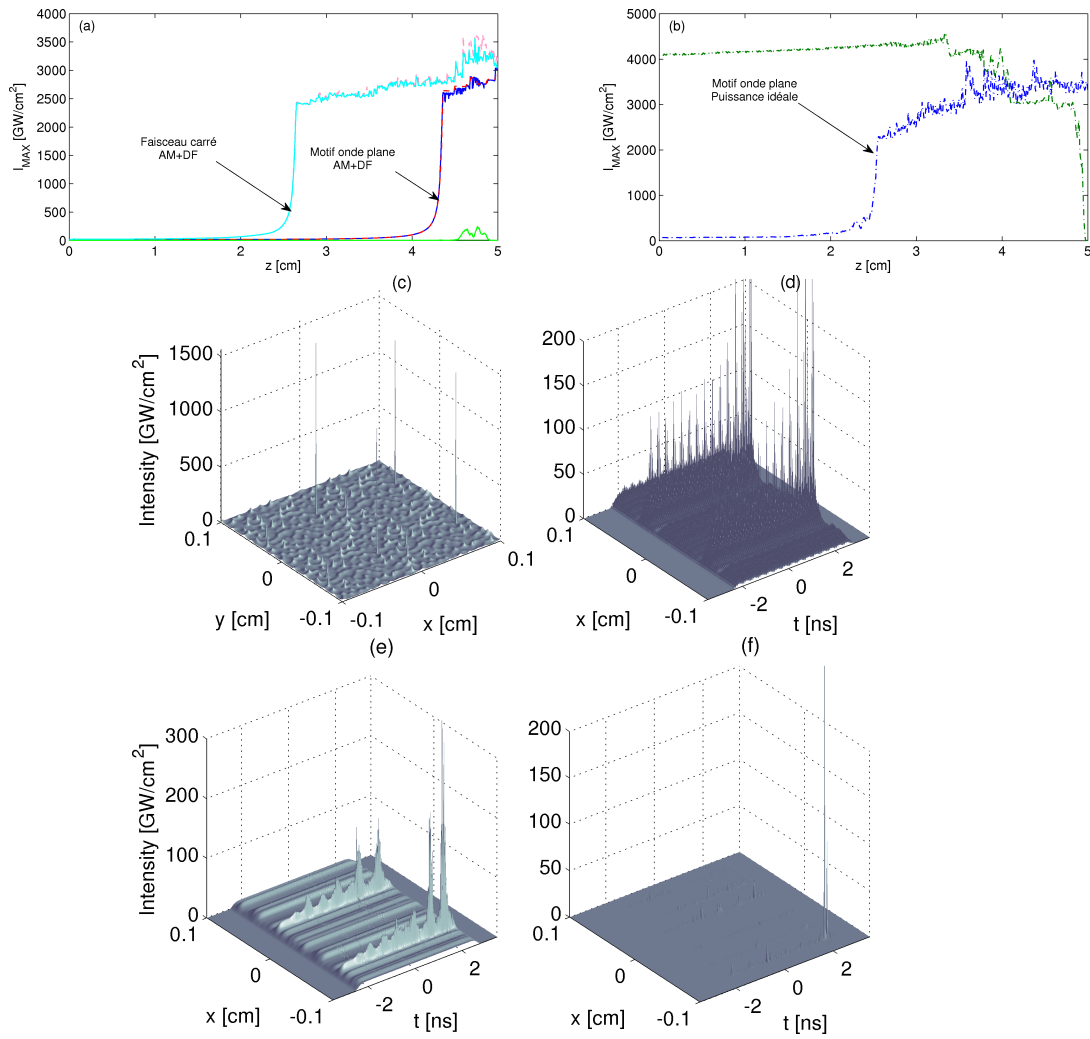


FIGURE 3.9 – (a) Intensité maximale d'un faisceau LIL périodisé sur $2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ (courbes foncées) et la même distribution sur support carré (courbes claires). Les courbes vertes représentent l'intensité maximale de l'onde Stokes. Courbes bleues solides : configuration SBS avec AM et DF. Les courbes rouges en tirets (superposées aux courbes bleues) représentent les mêmes cas de figures sans SBS et avec un profil de puissance idéal non modulé. (b) Intensité maximale d'un faisceau LIL périodisé sur $2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ dans une configuration SBS complète avec profil de puissance idéal. (c) Profils d'intensité pompe en (x, y) à $z = 4.33 \text{ cm}$ pour un faisceau périodique « onde plane » avec AM et DF. (d) Profil associé dans le plan (x, t) . (e) Profil d'intensité pompe obtenu à $z \approx 2.54 \text{ cm}$ à partir d'un profil de puissance idéal. (f) Intensité Stokes associée.

primer l'effet Brillouin par modulation de phase à 10 GW/cm^2 , une largeur spectrale supérieure à 500 GHz, condition qui peut ne pas être satisfaite ici. Dans le contexte présent, les modulations d'amplitude permettent alors de compenser le déficit d'efficacité des modulations de phase.

La dynamique non-linéaire incluant les modulations d'amplitude suffisamment rapides supprime donc la croissance de l'onde Stokes.

5 En-deçà du seuil de collapse

Les simulations réalisées avec le code SBS_3D_EXP confirment l'efficacité des modulations de phase et d'amplitude optées pour la LIL et le LMJ. Celles-ci suppriment radicalement la rétrodiffusion Brillouin dans toutes les configurations étudiées, y compris en cas de collapse du faisceau pompe à l'intérieur de l'échantillon. Ces simulations révèlent en outre que les perturbations temporelles portées sur l'amplitude du faisceau (modulation AM) et introduites par la dispersion de la fibre (DF) participent à la suppression de l'effet Brillouin et évitent une auto-focalisation prématurée de l'impulsion. Enfin, elle soulignent l'influence de la forme spatiale du faisceau sur la dynamique de la filamentation. Cette forme initiale est d'autant plus "dangereuse" vis-à-vis des instabilités modulationnelles, que le faisceau présente des bords francs, comme reporté antérieurement pour les milieux denses [59]. De façon générale, nos simulations montrent qu'un faisceau de type LIL/LMJ, comportant des zones de surintensités excédant de 35% une intensité moyenne de 10 GW/cm^2 , devraient se dégrader en filaments multiples et générer des dommages au moins en face arrière du matériau.

On peut donc se demander quelle est la dynamique développée par des impulsions d'intensité plus faible se propageant dans un hublots en configuration LIL. La réponse à cette question est résumée sur la figure 3.10(a), pour un motif de faisceau occupant la totalité de la boîte numérique ($2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$). Nous constatons qu'avec un faisceau pompe de type "onde plane", la dynamique d'auto-focalisation ne se développe pas sur 4.3 cm de silice, tant que l'intensité initiale moyenne I_0 reste inférieure à 9 GW/cm^2 [Fig. 3.10(b)]. L'onde Stokes excitée par effet Brillouin est efficacement inhibée avec une intensité rétrodiffusée de $I_2(z = 0) = 10^{-6} \text{ GW/cm}^2$. Pour des intensités laser incidentes moyennes aussi élevées que 10 GW/cm^2 , la modulation de

phase et la modulation temporelle induite sur l'amplitude du faisceau pompe continuent d'annihiler l'effet Brillouin, et cela même en régime de collapse au sein de l'échantillon de silice. On notera que, pour une fenêtre de verre plus courte (3.4 cm en configuration LMJ), l'intensité laser en sortie d'échantillon reste inférieure à 3 fois l'intensité maximale incidente.

Nous avons aussi simulé des configurations spatiales intermédiaires, par exemple supergaussiennes, se situant entre une distribution de type onde plane et un faisceau carré. Nous pensons en effet instructif d'attribuer une distribution finie à un échantillon millimétrique d'un faisceau type LMJ qui, dans son utilisation courante, peut localement présenter une région particulière de la tache focale amplifiée sur sa surface globale de 30 cm × 30 cm. Le faisceau supergaussien est élaboré en superposant le motif élémentaire avec une distribution de la forme $\exp(-x^{10}/w^{10} - y^{10}/w^{10})$ pour un rayon transverse $w_0 = 1$ mm. Ce faisceau a la particularité de présenter des gradients plus "doux" qu'un faisceau carré. On peut donc s'attendre à retarder le processus d'auto-focalisation de l'onde de pompe par rapport à ce dernier. Cette propriété est en effet vérifiée dans la figure 3.10(b), où pour $I_0 = 7$ GW/cm² la dynamique d'auto-focalisation de l'onde de pompe supergaussienne ne se développe pas au sein de l'échantillon de silice. De nouveau, l'onde Stokes réfléchie est quasiment nulle avec une intensité résiduelle de 10⁻⁶ GW/cm². Pour une intensité pompe augmentée à 10 GW/cm², l'auto-focalisation de l'onde de pompe reste comparable à la dynamique du motif onde plane (périodique) et l'onde Stokes demeure de nouveau négligeable, en dépit d'un collapse de la distribution laser proche de celui développé par un motif périodique de même intensité. Ce résultat suggère qu'une distribution localisée, présentant des gradients réalistes, recouvre les propriétés essentielles des faisceaux périodisés.

La figure 3.11 détaille les régimes de turbulence optique développés par un motif périodique [Figs. 3.11(a,b,c)] et par une impulsion supergaussienne [Figs. 3.11(d,e,f)]. Pour le motif périodique avec $I_0 = 10$ GW/cm², les figures 3.11(a) et 3.11(b) montrent que l'évolution de l'intensité pompe à l'entrée de l'échantillon ($z = 0$) et près du point de collapse dans le plan (x, y) [$z_c = 4.12$ cm], reproduisant des figures de filamentation multiple analogues à celle développée en figure 3.9(c). Les figures 3.11(e,f) montrent le comportement du profil supergaussien à 10 GW/cm² à $z \simeq 4.2$ cm. Pour ce niveau d'intensité incidente, le faisceau supergaussien s'auto-focalise de manière comparable à celle du

faisceau "périodique". Cette observation valide le motif "onde plane" comme profil représentatif du faisceau LIL au moins pour des petites surfaces. On notera que, pour ces deux configurations de faisceau, les évènements de collapse sont portés à l'arrière de l'impulsion par des pics picosecondes initiés par les modulations d'amplitude rapides, qui contribuent à prévenir la diffusion Brillouin [Figs. 3.11(c) et 3.11(f)].

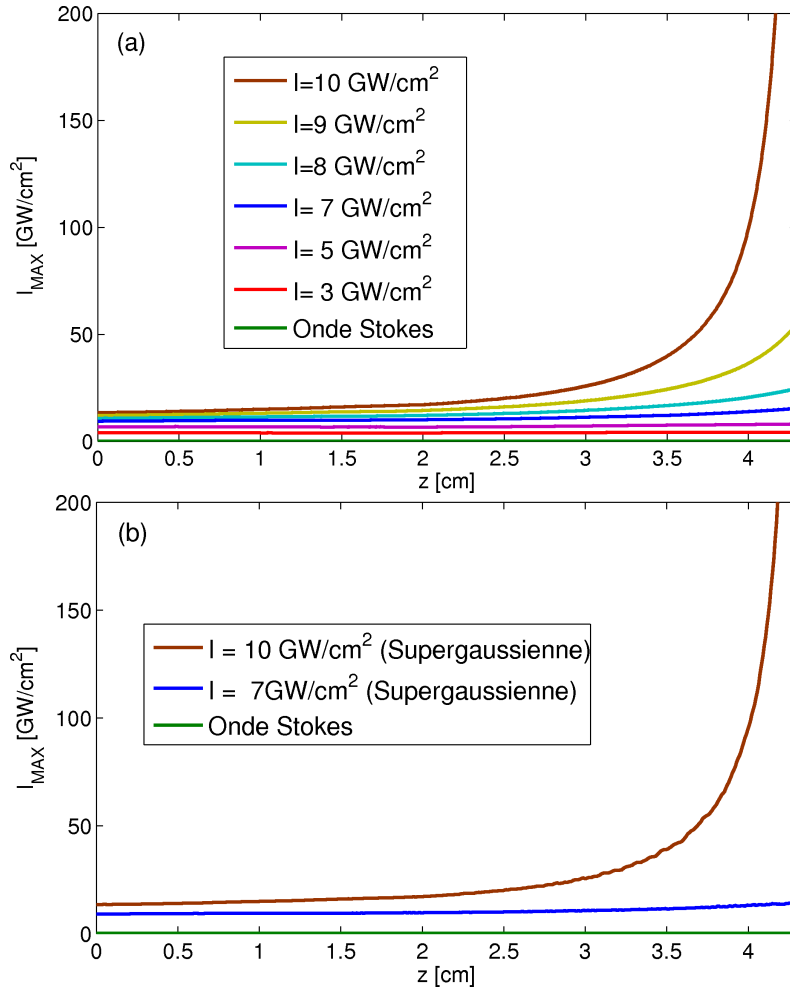


FIGURE 3.10 – Intensités maximales d'un faisceau LIL (a) périodisé sur une boîte numérique de 2 mm \times 2 mm ; (b) supergaussien d'ordre 10.

Ces simulations confirment de nouveau qu'indépendamment du faisceau considéré, les ondes Stokes induites par effet Brillouin peuvent être complètement inhibées par les modulations de phase et par les modulations d'amplitude incluant les fluctuations introduites par la dispersion de la source fibrée. Ces simulations valident les choix actés sur la base de faisceaux qui restent toutefois millimétriques. Elles montrent que la filamentation multiple d'impulsions

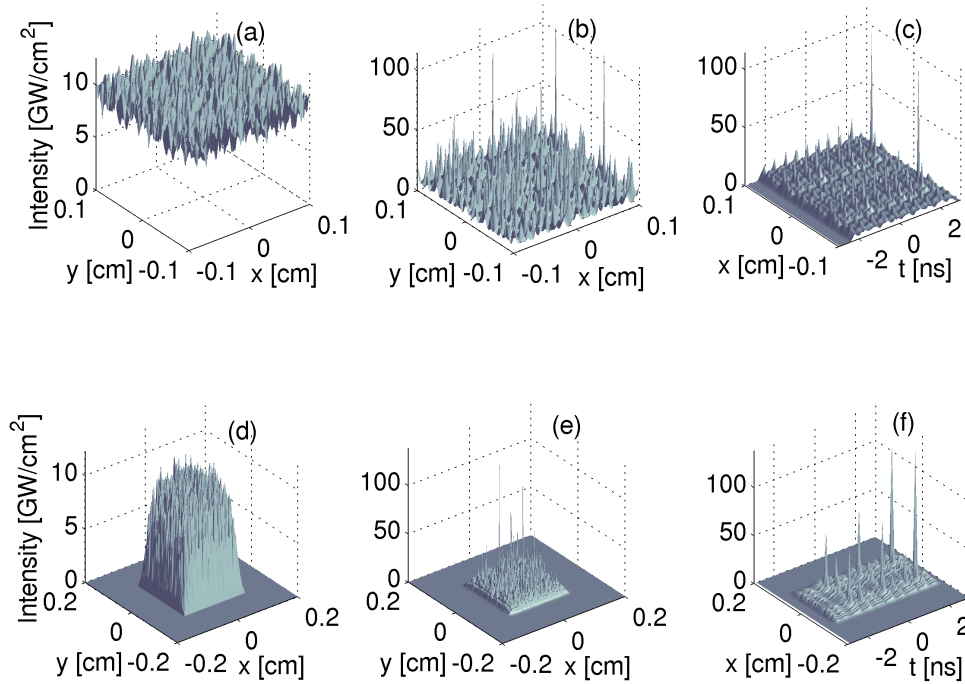


FIGURE 3.11 – (a,b,c) Profils d'intensité en (x, y) du faisceau pompe périodisé (« onde plane ») à (a) $z = 0$ et (b) $z = 4.12$ cm avec $I_0 = 10$ GW/cm². (c) Profil d'intensité de la même impulsion dans le plan (x, t) à $z = 4.12$ cm. (d,e,f) Profil d'intensité en (x, y) pour une distribution supergaussienne d'ordre 10 et d'intensité égale à 10 GW/cm² à $z = 0$ et (e) $z \approx 4.2$ cm. (f) Profils d'intensité dans la plan (x, t) de la même distribution supergaussienne à la même distance.

LMJ peut être évitée en maintenant l'intensité moyenne du faisceau pompe inférieure à 9 GW/cm² dans un hublot de silice de 4.3 cm d'épaisseur. En l'absence de rétrodiffusion Brillouin, ces conclusions restent valables pour des hublots d'épaisseur plus réduite, c'est-à-dire 3.5 cm en configuration LMJ, pouvant tolérer jusqu'à 10 GW/cm².

6 Conclusion

Les simulations numériques réalisées avec le code SBS_3D_EXP spécialement adapté à des motifs récurrents de faisceaux LIL nous ont permis de valider les configurations de faisceaux élaborées au niveau du pilote laser pour supprimer la rétrodiffusion Brillouin sur des épaisseurs de silice inférieures ou égales à 4.3 cm et des intensi-

tés moyennes, hors fluctuations de 35 %, strictement inférieures à 10 GW/cm².

L'inspection des données numériques a révélé l'importance de la distribution temporelle de ces impulsions et en particulier des modulations d'amplitude, qui, loin d'être néfastes dans notre contexte, contribuent avec les modulations de phase à maintenir des fluences réfléchies à des niveaux négligeables, à amoindrir les couplages onde pompe/onde Stokes responsables d'instabilités modulationnelles fortes, et à retarder au final la distance d'auto-focalisation du faisceau pompe.

Un résultat important est la remarquable similitude entre la filamentation induite par les profils d'impulsion LIL complets (modulations de phase, d'amplitude et dispersion de la fibre) et celle développée par les mêmes impulsions propagées en l'absence d'effet Brillouin avec un profil de puissance non-modulé. Ce résultat valide à nouveau les conformations d'impulsions élaborées pour le LMJ afin d'éviter la rétrodiffusion Brillouin.

La taille des faisceaux testés, pourvu qu'ils ne développent pas de gradients trop forts, semble peu influencer la dynamique d'auto-focalisation. Même répété sur des dimensions doublées, un motif de faisceau donné ne modifie pas sa distance d'auto-focalisation. Nous attribuons cette propriété au fait que seul un petit nombre de filaments est amplifié à partir de germes, dont l'amplitude initiale reste inchangée lors de la périodisation du motif. Il convient toutefois de rappeler que les faisceaux plus larges devraient prendre en compte des fréquences spatiales plus élevées et des surintensités plus étroites en espace. Il n'est pas impossible que de telles surintensités contribuent à accélérer le processus de collapse à une intensité moyenne donnée.

Enfin, l'inclusion d'une réponse plasma dynamique devraient permettre d'améliorer nos modèles numériques. Celle-ci peut altérer la localisation précise du foyer non-linéaire et est nécessaire pour assurer la transition avec la physique de l'endommagement. Pour des intensités laser excédant la dizaine de TW/cm², il est en effet nécessaire de traiter la génération de plasma qui précède l'endommagement, ce qui requiert de disposer d'un maillage suffisamment lourd ignoré ici, typiquement $256 \times 256 \times 16384$ points en (x, y, z) pour des faisceaux de tailles submillimétriques.

–This result is too beautiful to be false ; it is more important to have beauty in one's equation than to have them fit experiment.

Paul Dirac (1902- 1984)

4

Dynamique de couplage entre la filamentation Kerr - la rétrodiffusion Brillouin stimulée et la génération de plasma

Dans ce chapitre, nous présentons des résultats théoriques et numériques sur la filamentation d'impulsions nanosecondes opérant dans l'ultraviolet et l'infrarouge. L'action d'une réponse plasma stationnaire sur l'évolution de deux ondes en contre-propagation, amplifiées par l'auto-focalisation Kerr et la rétrodiffusion Brillouin, est plus particulièrement étudiée. Dans une configuration à une onde, une analyse variationnelle reproduit les caractéristiques globales d'un équilibre quasi-stationnaire entre auto-focalisation Kerr et défocalisation plasma. Cependant, cet équilibre cesse pour faire place à des instabilités modulationnelles, qui cassent le profil en temps de l'impulsion sur des durées de l'ordre du temps de recombinaison électronique. Avec effet Brillouin, nous rapportons des instabilités identiques. Celles-ci produisent une forte contribution plasma près de la face d'entrée du matériau. Des modulations de phase supprimant la rétrodiffusion Brillouin permettent alors d'inhiber les instabilités plasma. La robustesse de ces modulations de phase est enfin testée en présence d'un bruit aléatoire dans le profil de l'impulsion laser.

1 Introduction

La rétrodiffusion Brillouin stimulée intervient dans de nombreuses configurations optiques, par exemple les dispositifs à base de silice déployés dans les systèmes laser de haute puissance [21, 95], les fibres optiques [64] ou encore les nanomatériaux [70]. Ce phénomène non-linéaire joue également un rôle important dans le cadre de la diffusion Rayleigh-Bragg stimulée [60], le stockage optique [133] et la propagation de la « lumière lente » [71, 100, 107].

Découverte au milieu des années 60, la rétrodiffusion Brillouin stimulée a été abondamment étudiée. Cependant, la plupart des travaux menés ont toujours fait l'hypothèse que l'intensité de l'impulsion laser ne dépassait pas une intensité relativement faible ($5 - 10 \text{ GW/cm}^2$) et n'était pas sujette à l'auto-focalisation par effet Kerr. Dans le cas contraire, une réponse à cette problématique a été présentée par Mauger *et al.* dans les Réfs. [84–87]. Ces auteurs ont mis en évidence numériquement qu'une impulsion pompe suffisamment large spectralement permet de supprimer la rétrodiffusion Brillouin stimulée en régime d'auto-focalisation de l'onde de pompe, même si celle-ci atteint des intensités de quelques TW/cm^2 (cf. aussi Chapitre 3).

À ces très hautes intensités, la saturation de l'auto-focalisation Kerr par une réponse plasma devient essentielle, puisque la dynamique de filamentation conduit les ondes pompe et Stokes à atteindre des niveaux d'intensité proches des seuils d'ionisation. Dans ce contexte, Mauger *et al.* [86, 87] ont proposé un modèle *stationnaire* inspiré de la Réf. [114], où la réponse plasma agit comme une non-linéarité instantanée d'ordre élevé relative à une absorption multiphotonique stationnaire. Ce modèle a été étudié aux moyens de simulations numériques intensives effectuées sur des processeurs graphiques (GPUs). Celles-ci ont démontré que les ondes pompe et Stokes peuvent aisément atteindre $10\text{-}15 \text{ TW/cm}^2$ sans génération de plasma (« collapse pur ») et $6\text{-}8 \text{ TW/cm}^2$ en tenant compte de cette réponse plasma stationnaire. Ces simulations ont été réalisées avec un maillage numérique important, jusqu'à $512 \times 512 \times 8192$ points dans l'espace (x,y,z) [88].

Certains travaux menés à l'Université d'Arizona [98], néanmoins, ont été dédiés à la filamentation d'impulsions laser nanosecondes opérant dans l'ultraviolet et, à leur saturation par une réponse plasma *instationnaire* dans les gaz. Ces études ont montré la possibilité d'auto-guider des impulsions longues sur des distances supérieures à la longueur de Rayleigh à travers la génération de filaments, conséquence de l'équilibre entre l'auto-focalisation Kerr et la défocalisation du plasma (voir Chapitre 2). Toutefois, de telles configurations de propagation ne sont

pas stables et sont sujettes à des instabilités modulationnelles qui conduisent inexorablement à une fragmentation temporelle de l'impulsion laser et déclenchent des événements de collapse sur des durées de l'ordre de la picoseconde.

Pour la tenue des optiques aux hautes puissances laser, la dynamique de propagation non-linéaire de telles impulsions dans les milieux solides 3D doit prendre en compte l'ionisation et la production de plasma. Comme montré en Réf. [98], le caractère dynamique de la réponse plasma peut provoquer de fortes instabilités qui conduisent l'onde laser à s'auto-focaliser prématurément. Initialement mises à jour pour des impulsions longues UV se propageant dans l'air, elles pourraient aussi être rencontrées dans les matériaux diélectriques.

Une autre question connexe est celle de l'endommagement amorcé par la formation de plasma. Eviter l'endommagement laser des diélectriques est, comme rappelé dans les chapitres précédents, un point dur technologique puisque les dommages optiques naissent en général une fois que le seuil d'ionisation en intensité a été dépassé. Pour prévenir les dommages occasionnés en entrée du matériau par rétrodiffusion Brillouin, des impulsions de grande largeur spectrale peuvent être considérées [15, 16, 77, 125]. Comme rappelé dans le Chapitre 3 la largeur spectrale nécessaire varie avec l'intensité initiale (ou la puissance initiale) et la longueur d'onde de l'impulsion laser. À ce stade, la question qui reste en suspens est celle de savoir si ce principe est encore efficace en présence d'une réponse plasma dynamique du matériau.

Dans ce chapitre, nous nous attachons dans un premier temps à l'étude de la dynamique de propagation dans la silice d'une impulsion opérant dans l'ultraviolet et de durée égale ou supérieure à 1 ns FWHM. Après avoir discuté certaines contraintes de résolution numérique, nous démontrons qu'une impulsion nanoseconde qui n'est pas sujette initialement à des perturbations filamenteuses sur quelques cm de propagation avec une réponse plasma dont les principaux effets peuvent être déduits à partir d'un simple modèle variationnel.

Une fois cet intervalle de propagation franchi, des instabilités prennent place sur de petites échelles en temps et cassent le profil de l'impulsion de manière comparable à la Réf. [98]. Ces instabilités plasma s'établissent sur des temps de l'ordre de la recombinaison électronique ~ 150 fs, et sont décrites au moyen d'une analyse de type ondes planes. Ensuite notre analyse prend en compte la présence d'une onde Stokes produite à partir du mécanisme de diffusion Brillouin. Nous observons une croissance forte de l'indice de réfraction du matériau associée au plasma généré par des composantes Stokes intenses à

l'entrée du matériau. Cette croissance conduit en retour à de l'instabilité modulationnelle de l'onde de pompe. Pour circonvier ces instabilités, des modulations de phase sont appliquées dans le profil de l'impulsion pompe afin de supprimer la composante Stokes rétro-diffusée. Nous montrons que de telles modulations, choisies de façon appropriée, peuvent inhiber la diffusion Brillouin de même que les instabilités plasma affectant l'onde de pompe. Ces propriétés sont retrouvées pour des impulsions pompe opérant dans l'infrarouge. Enfin, nous testons la robustesse de ces modulations de phase en présence de fluctuations aléatoires appliquées dans le profil de l'onde de pompe laser.

2 Dynamique de couplage à une onde

Dans cette section, nous étudions la propagation non-linéaire d'une impulsion mono-mode de durée nanoseconde afin d'« étalonner » la réponse plasma dynamique du matériau. Pour cette étude, nous travaillons dans l'ultraviolet à la longueur d'onde $\lambda_0 = 355$ nm.

2.1 « Benchmarking » de la réponse plasma

Comme souligné dans les Réfs. [88, 98], il est fondamental de disposer d'une résolution suffisante pour décrire correctement les croissances en intensité dues à l'auto-focalisation par effet Kerr et le développement d'instabilités potentielles qui prennent place sur des petites échelles spatio-temporelles. Notre étude commence donc par déterminer les ordres de grandeur des densités plasma et des intensités seuil que nous espérons obtenir pour des impulsions nanosecondes. Pour atteindre des seuils d'ionisation corrects, nous commençons par considérer un faisceau mono-mode dont nous simulons la propagation avec deux codes différents, à savoir la version à symétrie radiale du code UPPE et le code SBS_3D (voir Chapitre 2). Nos résultats concernent des impulsions laser de petite taille transverse comprise entre $w_0 = 15$ μm et $w_0 = 60$ μm pour une puissance initiale $P_1(0) = 1.873P_{\text{cr}} \approx 2P_{\text{cr}}$ et $P_1(0) = 4P_{\text{cr}}$, respectivement. L'épaisseur de l'échantillon varie donc en proportion, de $L = 1.5$ cm à $L = 2.5$ cm.

La difficulté majeure à laquelle nous sommes confrontés est en effet celle de simuler des impulsions de durée nanoseconde, alors qu'il est nécessaire de disposer d'une résolution temporelle de l'ordre de la femtoseconde pour décrire correctement l'émergence d'un front d'io-

nisation dans le matériau. La Figure 4.1 montre l'intensité maximale ainsi que la densité de plasma maximale pour différentes résolutions fixées en fonction de la taille de l'impulsion considérée. La contrainte majeure lorsque l'on utilise le code SBS_3D est le compromis à trouver entre le volume de la boîte numérique et le temps de calcul. Nous avons décidé de limiter nos simulations sur une semaine de calculs avec 128 processeurs ou sur un mois pour les calculs les plus lourds gérés par 256 processeurs. Le nombre de points dans la direction de propagation z est fixé à 16384 points (c'est la borne inférieure nécessaire pour atteindre des pas longitudinaux submicrométriques et des pas temporels de l'ordre de la femtoseconde), tandis que le nombre de points dans le plan transverse (x, y) est limité à 256. Nous intégrons des faisceaux gaussiens en espace et supergaussiens en temps de la forme

$$I_1(0) = \sqrt{\frac{2P_1(0)}{\pi w_0^2}} e^{-\frac{x^2+y^2}{w_0^2} - \frac{t^{2N}}{t_p^{2N}}} , \quad (4.1)$$

avec $N = 2$; w_0, t_p sont les rayons transverses et en temps à $1/e^2$ de l'intensité et $P_1(0)$ est la puissance de l'impulsion incidente. Pour un faisceau gaussien de taille $w_0 = 15 \mu\text{m}$ et de durée $t_p = 1 \text{ ns}$, la résolution transverse est donnée par $\Delta x = \Delta y = 0.93 \mu\text{m}$, alors que $\Delta t \simeq 0.75 \text{ fs}$ ($t_p = 0.5 \text{ ns}$) et Δz est maintenu au voisinage de $0.1 \mu\text{m}$ aussi bien dans le code UPPE que dans le code SBS_3D.

Pour un faisceau de taille double, $w_0 = 30 \mu\text{m}$, la résolution accessible avec SBS_3D est $\Delta x = \Delta y = 1.87 \mu\text{m}$, alors que $\Delta t \simeq 4.5 \text{ fs}$ ($t_p = 2 \text{ ns}$) et $\Delta z = 0.9 \mu\text{m}$.

Pour des faisceaux de plus grande taille, $w_0 = 60 \mu\text{m}$, la résolution transverse optimale est $\Delta x = \Delta y = 0.93 \mu\text{m}$, mais celle en z et en temps varie significativement entre les deux codes : $\Delta t \simeq 0.72 \text{ fs}$ ($t_p = 0.5 \text{ ns}$) et $\Delta z_{\text{min}} = 0.03 \mu\text{m}$ avec le code UPPE et $\Delta t \simeq 10 \text{ fs}$ ($t_p = 0.5 \text{ ns}$) et $\Delta z = 2 \mu\text{m}$ avec le code SBS_3D. Les pas en temps et en z plus grossiers peuvent limiter la description de la réponse plasma. Ces pas restent toutefois 3 fois plus petits que ceux exploités en Réf. [88].

Nous commentons ci-dessous les résultats obtenus pour des impulsions qui ne sont pas initialement perturbées. L'intensité maximale, montrée dans la Fig. 4.1 atteint des niveaux compris entre $6 \leq I_{\text{Max}} \leq 9 \text{ TW/cm}^2$ et la densité plasma correspondante appartient à l'intervalle $2 \times 10^{19} \leq \rho_{\text{Max}} \leq 6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ tant que $z \leq 1.9 \text{ cm}$. La meilleure résolution est donnée par le code UPPE radial. Cependant, les codes UPPE et SBS_3D fournissent des résultats globalement comparables [Figs. 4.1(a,b)], excepté pour le faisceau de taille $w_0 = 30 \mu\text{m}$, pour

lequel la durée de l'impulsion, plus étendue ($t_p = 2$ ns), rend la saturation plasma plus sensible à la résolution choisie. Notons que les niveaux d'intensité sont plus grands avec le code UPPE, étant donnée que le pas longitudinal Δz s'ajuste automatiquement avec l'accroissement des non-linéarités, ce qui n'est pas le cas pour le code SBS_3D. Les figures 4.1(c,d) montrent aussi les résultats pour un faisceau de taille $w_0 = 15 \mu\text{m}$, pour lequel nous évaluons l'influence de la dispersion chromatique et différents modèles d'ionisation. Dans la courbe en tirets, le modèle d'ionisation multiphonique retenu dans l'Éq. (2.85) a été remplacé par le taux d'ionisation de Keldysh pour les cristaux [66], qui prend en compte l'ionisation par effet tunnel. Les mêmes simulations ont en outre été refaites en incorporant la dispersion chromatique avec les coefficients $k^{(2)} = 1169 \text{ fs}^2/\text{cm}$ et $k^{(3)} = 348 \text{ fs}^3/\text{cm}$, pour la dispersion de la vitesse de groupe (GVD) et la dispersion du troisième ordre (TOD), respectivement (voir annexe B). Étant donné que les courbes sont confondues, nous pouvons en déduire que la dispersion n'a pas d'influence sur la propagation laser dans ce régime. En outre, le passage de l'ionisation par effet multiphotonique en régime tunnel influence peu les niveaux d'intensité optique et plasma. La prise en compte de l'ionisation par effet tunnel équivaut à abaisser la probabilité d'ionisation par rapport à la loi MPI, et donc permet d'atteindre des niveaux d'intensité légèrement plus élevés en régime de filamentation. Aussi, nous observons que, pour $z \lesssim 2$ cm, i.e., avant le développement des instabilités, le code SBS décrit fidèlement les caractéristiques du régime de filamentation déduites à partir du code UPPE. De plus, en présence d'une réponse plasma stationnaire ($\partial_t \rho = 0$), l'auto-guidage de l'impulsion n'évolue pas dans ce régime. Cependant, dans le cas $w_0 = 60 \mu\text{m}$, une instabilité s'établit à partir de 2 cm de propagation. L'évolution de l'impulsion laser décrite par le code SBS_3D suit celle prédite par le code UPPE. Après une étape de couplage plasma quasi-stationnaire, le faisceau laser atteint des intensités très élevées qui signalent l'émergence potentielle d'instabilités. Ces instabilités naissent dès qu'une petite perturbation en amplitude $\epsilon = 5 \times 10^{-4}$ (courbe violette dans la Fig. 4.1) est appliquée ou lorsque l'intensité initiale est assez élevée, e.g., $80 \text{ TW}/\text{cm}^2$ (courbe rose dans la Fig. 4.1). Elle est dans ce cas juste induite par le bruit numérique local. Pour le moment, nous gardons à l'esprit que la résolution utilisée dans le code SBS_3D, dès lors qu'elle permet d'obtenir des comportements comparables à ceux fournis par le code UPPE, est suffisante pour décrire l'intensité en régime de filamentation ainsi que la densité d'électrons générée.

La figure 4.2 détaille la dynamique du champ optique dans le plan

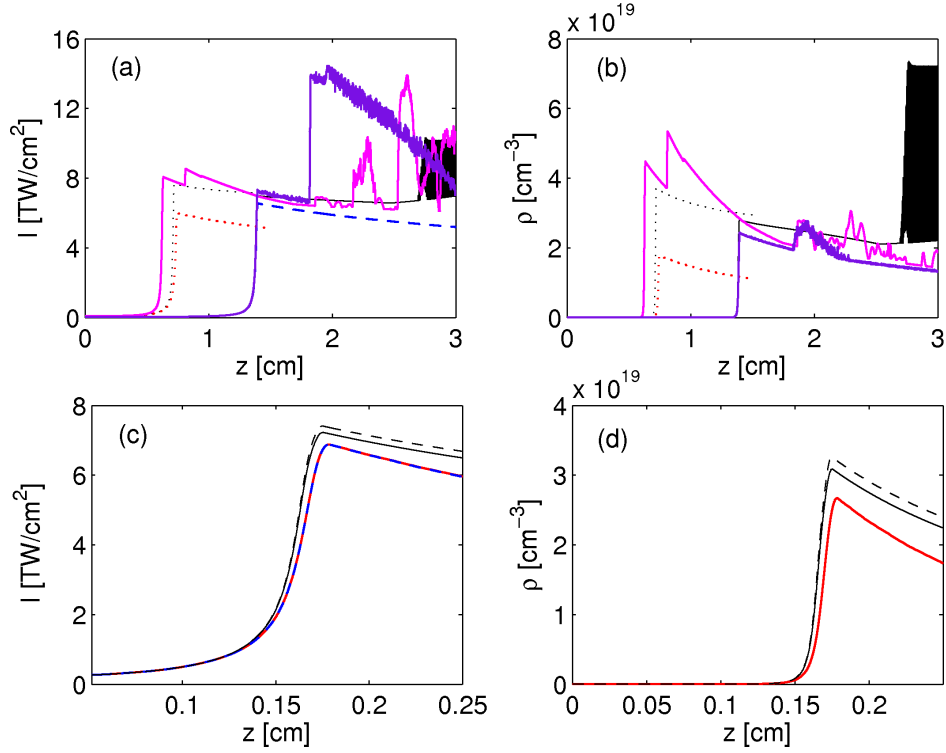


FIGURE 4.1 – Intensité maximale d’une impulsion de longueur d’onde $\lambda_0 = 355$ nm en fonction de z . Les courbes noires et colorées décrivent les résultats obtenus à partir des codes UPPE et SBS_3D, respectivement. Différents paramètres d’entrée sont considérés : (a) $w_0 = 30$ μm , $t_p = 2$ ns pour une impulsion gaussienne ($I_0 = 50$ GW/cm², courbes en pointillés); $w_0 = 60$ μm , $t_p = 0.5$ ns pour une impulsion supergaussienne ($I_0 = 26.7$ GW/cm²) non perturbée pour le calcul UPPE et perturbée en amplitude par un bruit aléatoire d’amplitude $\epsilon = 5 \times 10^{-4}$ (courbe violette) ou avec une intensité plus élevée $I_0 = 80$ GW/cm² sans perturbation initiale (courbe pleine rose) pour le calcul SBS_3D. Les courbes bleues en tirets représentent un plasma stationnaire pour l’intensité initiale $I_0 = 26.7$ GW/cm². (b) Densités plasma correspondantes. (c) Intensité maximale pour $w_0 = 15$ μm et $t_p = 0.5$ ns en fonction de z . Les courbes rouges (bleues) considèrent une réponse plasma dynamique (respectivement, stationnaire) [calculs SBS_3D]. Les courbes en tirets représentent les solutions des Éqs. (2.82) - (2.85) lorsque le taux d’ionisation de Keldysh est utilisé. Les courbes noires incluent la dispersion chromatique (GVD+TOD) qui est prise en compte dans l’Éq. (2.194). Ces courbes sont confondues avec les solutions sans dispersion (calculs UPPE). (d) Densités plasma correspondantes.

(z, t) [Fig. 4.2(a)] et la distribution temporelle de l'intensité (courbe pleine) et de la densité plasma (courbe en tirets) [Fig. 4.2(b)] déduite du code UPPE pour un faisceau de taille $w_0 = 15 \mu\text{m}$. Lorsque l'impulsion laser atteint l'extrémité de l'échantillon, les profils temporels de l'intensité et de la densité plasma initialement supergaussiens forment deux pics symétriques évoluant séparément l'un de l'autre selon une parabole. L'intensité maximale atteinte vaut $6.5 \text{ TW}/\text{cm}^2$ et la densité d'électrons est évaluée à $2.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ [Fig. 4.2(b)]. Les Figs. 4.2(c) et 4.2(d) confirment que nous obtenons des dynamiques comparables en utilisant le code SBS_3D. Les différences relevées dans les densités s'expliquent par une résolution graphique moindre dans le code SBS_3D. En effet, la résolution graphique employée pour les simulations réalisées avec ce code ($\Delta t \leq 10 \text{ fs}$ pour une fenêtre temporelle $\geq 3 \text{ ns}$) nous obligera en général à présenter des profils spatio-temporels parfois sous-résolus. Cette résolution graphique est $10^4 \times \Delta t = 7.2 \text{ ps}$ pour un faisceau laser de taille $w_0 = 15 \mu\text{m}$ et $10^3 \times \Delta t = 7.5 \text{ ps}$ pour un faisceau laser de taille $w_0 = 60 \mu\text{m}$.

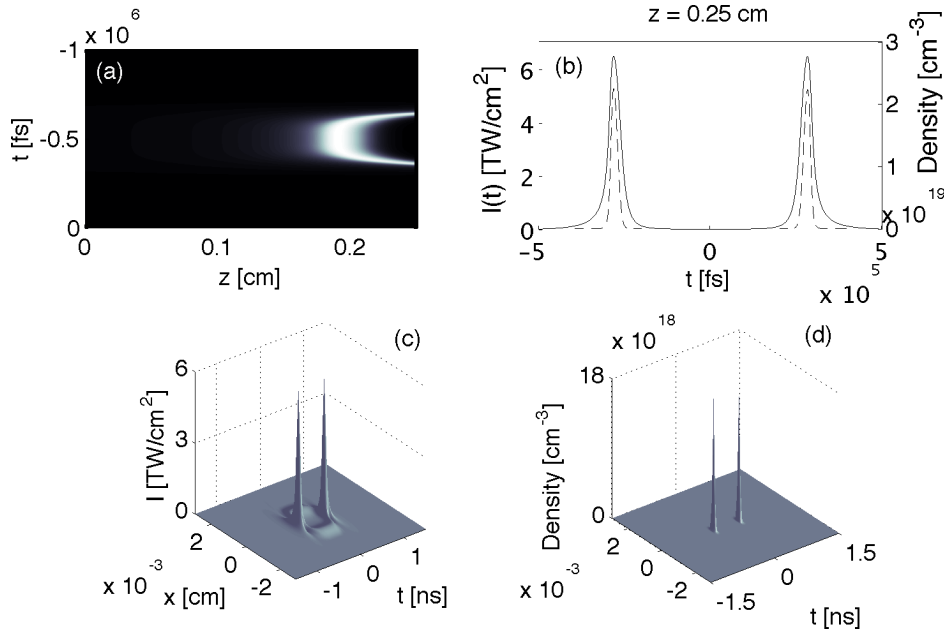


FIGURE 4.2 – (a) Intensité axiale ($r = 0$) dans le plan (z, t) . (b) Distribution temporelle du profil d'intensité (courbe pleine) et de la densité électronique (courbe en tirets) à $z = 0.25 \text{ cm}$ pour une impulsion supergaussienne ($w_0 = 15 \mu\text{m}$, $P_1(0) = 1.873P_{\text{cr}}$) décrite avec le code UPPE. Distribution temporelle de (c) l'intensité et (d) la densité électronique calculée à la même distance $z = 0.25 \text{ cm}$ à partir du code SBS_3D.

La figure 4.3 détaille l'évolution de l'intensité pompe [Figs. 4.3(a)-(f)] et de la densité plasma [Figs. 4.3(g)-(i)] à différentes distances de propagation pour le faisceau de taille initiale $w_0 = 15 \mu\text{m}$. La distribution en temps de l'impulsion laser est une supergaussienne, qui se déforme à mesure que le faisceau s'auto-focalise dans le matériau. À $z = 0.18 \text{ cm}$, le faisceau s'est focalisé et à $z = 0.2 \text{ cm}$ nous observons que deux pics apparaissent en temps à l'intensité maximale. Notons que la distance d'auto-focalisation est retrouvée avec une marge d'erreur de 10% lorsqu'on utilise la formule de Marburger qui permet d'obtenir $z_c = 0.22 \text{ cm}$. À $z = 0.25 \text{ cm}$, ces pics s'écartent l'un de l'autre en temps aux distances z croissantes. Ce comportement marque la signature d'un équilibre entre l'auto-focalisation Kerr et la génération de plasma, comme cela sera justifié ci-dessous. La densité d'électrons est essentiellement dictée par l'intensité de l'impulsion laser ($\rho \propto I^K$) et donc la densité plasma suit une dynamique spatio-temporelle comparable [Figs. 4.3(g)-(i)]. Le profil de densité $\rho(r = \sqrt{x^2 + y^2}, t)$ a une étendue spatiale plus petite ($\rho \sim e^{-2Kr^2/w_{fil}^2}$) que celle du filament optique [Figs. 4.2(c,d)]. Typiquement, le diamètre du filament est $\phi_p \simeq 2.44 \mu\text{m}$, alors que celui du pic plasma est évalué à $1.41 \mu\text{m}$, i.e., divisé environ par \sqrt{K} . En temps, ce même pic plasma est abaissé sur des échelles temporelles très courtes ($\rho \sim e^{-t/\tau_{rec}}$) à cause de la recombinaison électronique.

2.2 Analyse variationnelle

Ici, nous utilisons une approche variationnelle [12, 13, 25] afin d'analyser les caractéristiques précédentes. Par souci de simplicité, nous retournons au système adimensionné (2.90) et (2.91) du Chapitre 2. En absence de rétrodiffusion Brillouin stimulée, l'enveloppe de l'impulsion laser est décrite par l'équation de Schrödinger non-linéaire étendue pour le champ adimensionné U :

$$i\partial_z U + \nabla_\perp^2 U + |\psi|^2 U - \rho U + i\nu|U|^{2(K-1)}U = 0. \quad (4.2)$$

Lorsque le champ laser collapse à une distance finie z_c , U tend vers le mode de Townes R qui satisfait l'équation non-linéaire suivante :

$$-R + r^{-1}\partial_r r \partial_r R + R^3 = 0. \quad (4.3)$$

Plus précisément, le comportement auto-similaire de U au voisinage de la distance z_c adopte la forme suivante :

$$U \rightarrow_{z \rightarrow z_c} \psi_s = \frac{R(\frac{r}{L(z,t)})}{L(z,t)} \exp\left(i \int_0^t \frac{du}{L^2(u,t)} + i \frac{L_z(z,t)}{4L(z,t)} r^2\right) \quad (4.4)$$

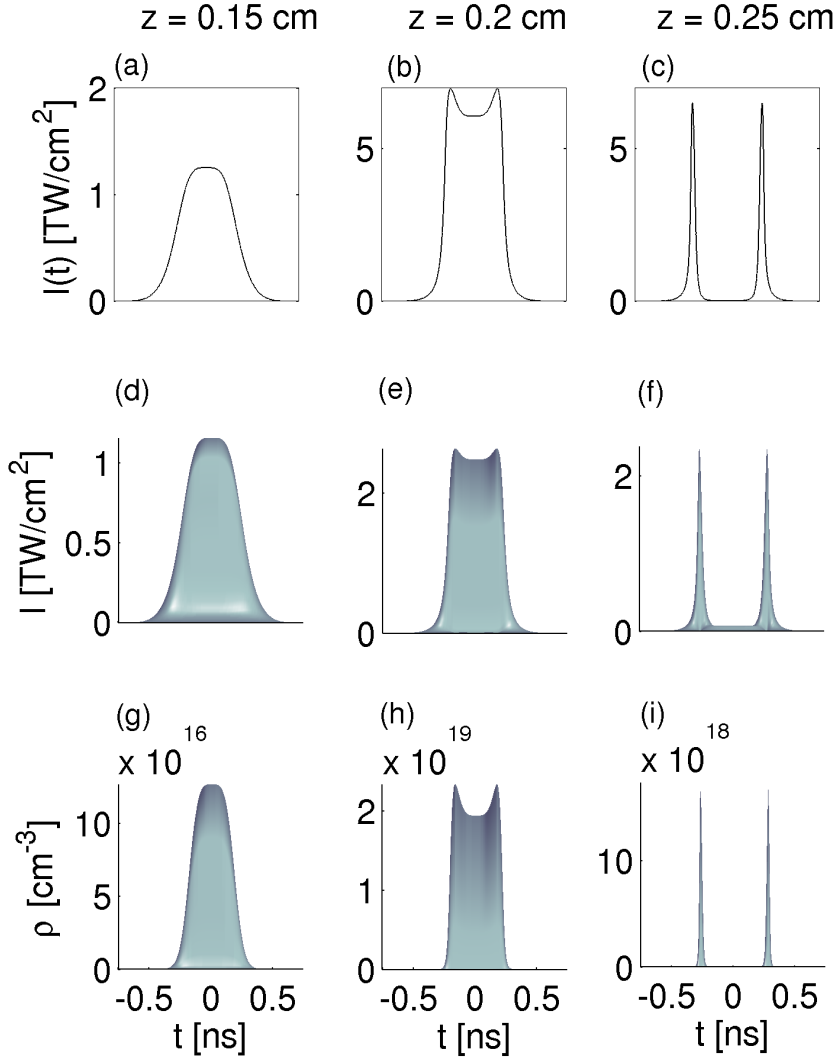


FIGURE 4.3 – (a-c) Évolution temporelle de l'intensité à différentes distances z calculée à partir du code UPPE. Distribution spatio-temporelle (d-f) de l'intensité et (g-i) de la densité d'électrons calculée avec le code SBS_3D aux mêmes distances longitudinales z pour $w_0 = 15 \mu\text{m}$.

où $L(z, t)$ désigne la taille transverse du faisceau qui tend vers zéro lorsque $z \rightarrow z_c$ [10, 23, 28, 53]. En présence d'absorption multiphotonique, la solution variationnelle doit être complétée par un facteur multiplicatif $[\sqrt{J(z, t)}\psi_s]$, où $J(z, t)$ décrit les pertes de puissance dues à la dissipation plasma telle que :

$$J(z = 0, t) = \frac{P_{\text{in}}}{P_{\text{cr}}} e^{-2t^{2N}}, \quad P_{\text{in}} \equiv P_1(0). \quad (4.5)$$

En répétant les calculs de la Réf. [25], on obtient en insérant (4.4) et (4.5) dans l'Éq. (4.2) le système dynamique suivant

$$\frac{M}{4P_c} L^3 \partial_z^2 L = 1 - J - \frac{L^2}{2P_c} \int R^2 \xi \partial_{\xi} \rho d\vec{\xi}, \quad (4.6)$$

$$\frac{J_z}{J} \simeq -2\nu \frac{J^{K-1}}{L^{2(K-1)}} \frac{\int R^{2K} d\vec{\xi}}{P_c}, \quad (4.7)$$

où $P_c \equiv \int R^2 d\vec{\xi} \simeq 11.7$ est la puissance critique d'auto-focalisation en unités normalisées, $M \equiv \int \xi^2 R^2 d\vec{\xi}$, et $\vec{\xi} \equiv \vec{r}/L(z, t)$ est la variable spatiale auto-similaire. Par commodité technique, nous appliquons l'hypothèse de stationnarité de la réponse plasma (le comportement dynamique reste inchangé au premiers instants de la propagation de l'impulsion laser), ainsi $\rho = \Gamma |\psi|^{2K}$ avec $\Gamma \rightarrow \frac{\tau_{\text{rec}}}{t_p} \Gamma$ comparé à la définition donnée dans l'Éq. 2.93. Le système variationnel (4.6) et (4.7) se réduit alors à (cf. Appendice E) :

$$\frac{M}{4P_c} L^3 \partial_z^2 L = 1 - J + C \frac{J^K}{L^{2(K-1)}}, \quad (4.8)$$

$$\partial_z \ln J \simeq -2\nu A \frac{J^{K-1}}{L^{2(K-1)}}, \quad (4.9)$$

où $C = K\Gamma \int R^{2(K+1)} d\vec{\xi} / [(K+1)P_c]$ et $A = \int R^{2K} d\vec{\xi} / P_c \sim 2K$. La première équation traduit l'annulation de $L(z, t)$ lorsque la puissance de l'impulsion laser est surcritique ($P \geq P_{\text{cr}}$). La seconde équation reflète la perte de puissance par absorption multiphotonique. Lorsque la diffraction est négligée, l'effet de ces pertes est de faire décroître l'intensité $I \equiv I_1$ comme

$$I_z = -\beta^{(K)} I^K, \quad (4.10)$$

dont une solution immédiate s'écrit

$$I(z) = \frac{I(0)}{[1 + (K-1)\beta^{(K)} I^{K-1}(0)z]^{\frac{1}{K-1}}}. \quad (4.11)$$

Approche quasi-stationnaire

À partir de l'expression (4.11), il est aisé de déduire, avec la table 2.2, que l'absorption multiphotonique à la longueur d'onde $\lambda_0 = 355$ nm est négligeable pour des intensités limitées à ~ 200 GW/cm², qui conduisent à des pertes minimales, $I_z/I \sim \beta^{(3)} I_0^2 \sim 10^{-2}$ cm⁻¹. Dans ce

cas, nous établissons directement l'intégrale du mouvement à partir de l'Éq. (4.8) :

$$\frac{M}{4P_c} L_z^2 = \frac{J-1}{L^2} - \frac{CJ^K}{KL^{2K}} + \text{const.} \quad (4.12)$$

La compétition entre l'effet Kerr et l'ionisation multiphonique MPI se traduit par la loi de conservation :

$$E(z, t) = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial L}{\partial z} \right]^2 + \Pi(L) = E(0, t), \quad (4.13)$$

$$\Pi(L) = \left(\frac{1-J}{L^2} + \frac{CJ^K}{KL^{2K}} \right) \frac{2P_c}{M}, \quad (4.14)$$

qui décrit le mouvement d'une particule évoluant dans un potentiel $\Pi(L)$ avec les conditions aux limites $\Pi(L) \rightarrow +\infty$ quand $L \rightarrow 0$ et $\Pi(L) \rightarrow 0$ lorsque $L \rightarrow +\infty$. Le potentiel $\Pi(L)$ décroît de manière monotone quand $J(0, t) < 1$ et il possède un minimum global quand $J(0, t) > 1$, i.e., lorsque t est compris entre $-t_* < t < t_*$ où $t_* = (\ln \sqrt{P_{\text{in}}/P_{\text{cr}}})^{1/2N}$. Ce minimum est atteint à la largeur d'équilibre du faisceau $L \equiv L_{\text{eq}}$ obtenue en résolvant $\frac{d}{dL} \Pi(L) = 0$, soit

$$L_{\text{eq}} = [CJ^K / (J-1)]^{1/2(K-1)}. \quad (4.15)$$

Avec $|\psi_{\text{eq}}|^2 \equiv J/L_{\text{eq}}^2$, nous obtenons l'intensité variationnelle à l'équilibre Kerr-MPI :

$$\frac{|\psi_{\text{eq}}|^2}{|\psi_0|^2} = \left[1 - \frac{P_{\text{cr}}}{P_{\text{in}}} e^{2t^{2N}} \right]^{1/(K-1)}, \quad (4.16)$$

où ψ_0 désigne une constante de normalisation.

En utilisant la table 2.2 pour $K = 3$ ($\lambda_0 = 355$ nm), nous obtenons la valeur des paramètres suivants $M/P_c = 1.18$ [53], $C = 16.125\Gamma$, $\Gamma = 6.345 \times 10^{-18} w_0^{-4}$ [cm] et $\nu = 1.857 \times 10^{-10} w_0^{-2}$ [cm]. En l'absence de pertes MPA, nous avons $\nu = 0$ et $J(z, t) = J(0, t)$. L'équation (4.16) indique alors que l'équilibre entre l'effet Kerr et l'ionisation multiphotonique s'établit selon des paraboles en temps, résultant d'une séparation symétrique de l'impulsion laser en deux pics qui évoluent de façon disjointe l'un de l'autre à mesure que z augmente. La figure 4.4 reproduit *quantitativement* ce phénomène en représentant les courbes correspondant à L_{eq} et $|\psi_{\text{eq}}|^2$. La localisation de l'impulsion laser auto-focalisée explique sa distribution dans le plan (z, t) de la Fig. 4.2(a). Avec une puissance de $1.873P_{\text{cr}}$ pour une faisceau laser de taille $w_0 = 15$ μm , nous trouvons en effet en unités physiques $t_* = 0.75 \times t_p \simeq 0.37$ ns pour un faisceau supergaussien d'ordre 2, en accord raisonnable avec la Fig. 4.2(a) ($t_p = 0.5$ ns). Pour un rapport de puissance égal à 4, nous trouvons $t_* = 0.92 \times t_p \simeq 0.46$ ns, qui est de nouveau en bon accord avec la Fig. 4.5.

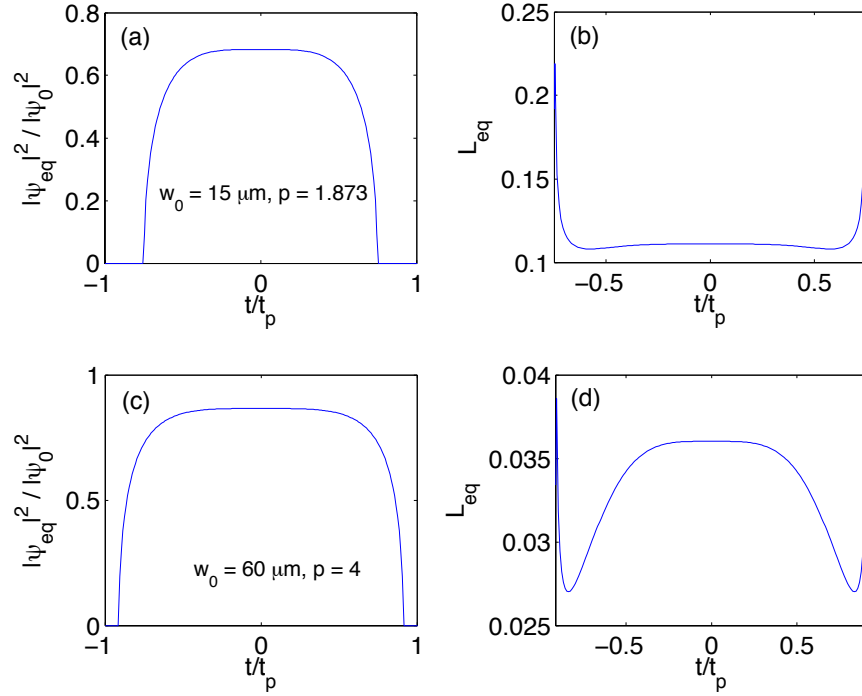


FIGURE 4.4 – Tracé des intensités et des tailles d’équilibre variationnelles, $|\Psi_{eq}/\Psi_0|^2$ et L_{eq} , en fonction du temps normalisé à t_p pour (a-b) $w_0 = 15 \mu\text{m}$, $P_{in}/P_{cr} = 1.873$ et (c,d) $w_0 = 60 \mu\text{m}$, $P_{in}/P_{cr} = 4$. Les résultats se déduisent de l’intégration numérique des Éqs. (4.8) et (4.9).

Approche dynamique

Une fois le premier évènement de focalisation-défocalisation réalisé, l’onde de pompe subit une perte d’énergie par absorption multiphotonique. Nous nous attendons à ce que la puissance de l’impulsion laser montre une décroissance en forme de saut ($J_s \propto -1/L^{2K-2}$), correspondant à une rapide annulation de $L(z,t)$ près de $z = z_c$. En intégrant le système dynamique complet Éqs. (4.8) et (4.9), cette tendance est confirmée. La figure 4.5 montre les résultats obtenus par la méthode variationnelle pour le faisceau laser large ($w_0 = 60 \mu\text{m}$), de puissance initiale $P_{in} = 4P_{cr}$ en utilisant le code UPPE. Comme mentionné précédemment, nous trouvons de nouveau une structure parabolique décrivant l’équilibre entre l’auto-focalisation Kerr et la génération de plasma [Fig. 4.5(a)]. Dans cette configuration impliquant un rapport de puissance plus important, nous observons davantage de cycles de focalisation-défocalisation. Leur signature se retrouve dans le profil de puissance en sortie de l’onde de pompe calculé à par-

tir du code SBS_3D sur 3 cm de propagation [voir insert de la figure 4.5(a)]. À des instant fixés, e.g., $t = 0$, des taches très intenses signalent trois évènements de focalisation Kerr et de défocalisation plasma [Fig. 4.5(b)] correspondant aux trois paraboles formées dans le plan (t, z) de la Fig. 4.5(a), où le faisceau (filament) atteint son maximum de compression spatiale. La première compression a lieu au voisinage de la distance d'auto-focalisation $z_c = 1.39$ cm, qui est en accord avec l'évaluation calculée à partir de la relation de Marburger $z_c \simeq 1.5$ cm. Les figures 4.5(c,d) détaillent les pertes en énergie et les profils de fluence $[F(\vec{r}) = \int I(\vec{r}, t) dt]$ en fonction de la distance z . Comme attendu, nous observons la diminution en sauts de l'énergie de l'impulsion laser à chaque cycle d'équilibre entre l'auto-focalisation Kerr et la génération de plasma. Cette perte d'énergie est la conséquence de l'absorption multiphotonique, laquelle agit ici trois fois lorsque la puissance initiale engagée dans le faisceau est suffisante pour résister à plusieurs pertes par MPA (chaque évènement d'auto-focalisation engendre une perte d'environ 10% de l'énergie de l'onde de pompe). La figure 4.5(d) montre les mêmes informations déduites des Éqs. (4.8) et (4.9). Elle reproduit les trois décroissances d'énergie liées aux trois cycles de focalisation-défocalisation. Notons que les distances d'auto-focalisation et la valeur des pertes d'énergie diffèrent quantitativement de celles obtenues directement à partir du code UPPE. Ces différences sont dues aux limitations de la méthode variationnelle, qui préserve toujours un profil gaussien en espace et supergaussien en temps. Il est évident que le profil de l'impulsion laser cesse d'être en accord avec une telle forme de faisceau après le premier évènement d'auto-focalisation. Cependant, comme montré dans la Fig. 4.5(d), les principales caractéristiques de la dynamique de propagation en régime nanoseconde sont reproduites correctement par notre méthode variationnelle.

2.3 Les instabilités plasma

Dans la figure 4.1, nous pouvons observer que l'intensité d'un faisceau laser de taille $w_0 = 60 \mu\text{m}$ passe d'une intensité seuil $I_{\text{Max}} \sim 7 \text{ TW/cm}^2$ après auto-focalisation vers de plus grandes valeurs à partir de $z \geq 2.7$ cm. Ce fait est confirmé par le zoom de cette figure montré dans la Fig. 4.6(a,b). Un comportement semblable est retrouvé dans les simulations faites avec le code SBS_3D lorsqu'un bruit infinitésimal est introduit dans le profil initial de l'impulsion ou en augmentant l'intensité incidente suffisamment pour déclencher des modes perturbatifs

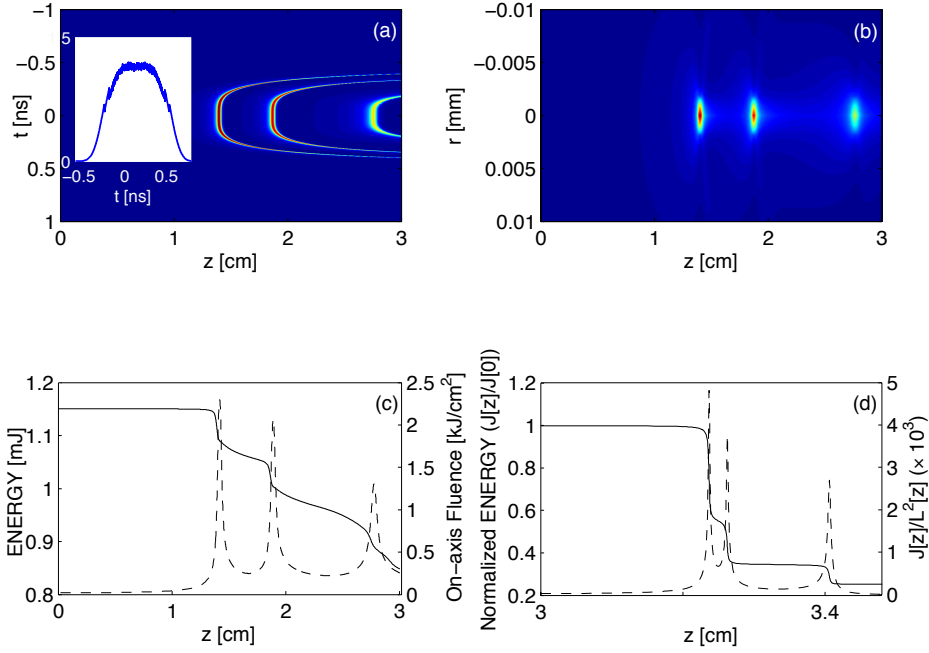


FIGURE 4.5 – (a) Dynamique d’une impulsion supergaussienne ($w_0 = 60 \mu\text{m}$, $t_p = 0.5 \text{ ns}$) dans le plan (z, t) . (b) Distribution transverse (radiale) de la fluence laser à l’instant $t = 0$ en fonction de z . (c) Évolution de l’énergie et de la fluence (en $r = 0$) en fonction de z . Les résultats obtenus ont été calculés à partir du code UPPE. Pour comparaison, l’insert de la Fig. 4.5 montre le profil de puissance en sortie de l’impulsion fournie par le code SBS_3D sur 3 cm de propagation. Les deux premières paraboles se matérialisent par deux pics hors axe dans le profil de puissance. (d) Puissance « variationnelle » normalisée $J(z)/J(0)$ à l’instant $t = 0$ et intensité correspondante $J(z)/L^2(z)$, pour la même impulsion en fonction z . Les résultats sont obtenus en résolvant numériquement les Éqs. (4.8) et (4.9).

sur de petites distances de propagation [voir courbe rouge et rose des Figs. 4.1(a,b) et Figs. 4.7(a-c)].

Pour comprendre un tel comportement, nous avons développé une analyse de type onde plane comparable à celle des Réfs. [45, 98]. En retournant aux variables physiques, nous négligeons les pertes MPA comme dans la Réf. [98] et considérons une solution onde-plane stationnaire de la forme $U_s = \phi e^{i\Lambda z}$ correspondant à la densité plasma stationnaire $\rho_s = \tau_{\text{rec}} \sigma_K \rho_{\text{nt}} I_s^K$ ($I_s \equiv |\phi|^2$), conduisant donc à :

$$\Lambda = \frac{n_2 \omega_0}{c} I_s - \alpha I_s^K, \quad \alpha \equiv \frac{k_0 \tau_{\text{rec}} \rho_{\text{nt}} \sigma_K}{2n_0^2 \rho_c}. \quad (4.17)$$

2. DYNAMIQUE DE COUPLAGE À UNE ONDE

Nous introduisons l'état perturbé $[\vec{r}_\perp \equiv (x, y)]$:

$$U(\vec{r}_\perp, z, t) = U_s(\vec{r}_\perp, z) + \tilde{u}^+(\vec{r}_\perp, z)e^{-i\Omega t} + \tilde{u}^-(\vec{r}_\perp, z)e^{i\Omega t}, \quad (4.18)$$

où la fréquence Ω est supposée réelle et $|\tilde{u}^+, \tilde{u}^-| \ll |U_s|$. Ainsi, nous obtenons

$$\rho(\vec{r}_\perp, z, t) = \rho_s(\vec{r}_\perp, z) + \rho^+(\vec{r}_\perp, z)e^{-i\Omega t} + \rho^-(\vec{r}_\perp, z)e^{i\Omega t}, \quad (4.19)$$

où $\rho^- = \bar{\rho}^+$ (la barre symbolise le complexe conjugué), puisque ρ est une fonction réelle. On peut alors déduire facilement de l'Éq. (2.85)

$$\rho^+ = K\rho_{\text{nt}}\sigma_K I_s^{K-1} \frac{(\tilde{u}^+ \bar{U}_s + \tilde{u}^- U_s)}{\tau_{\text{rec}}^{-1} - i\Omega}. \quad (4.20)$$

En linéarisant l'Éq. (2.82) sans les pertes et où $U_2 = 0$, nous obtenons (4.21) et (4.22)

$$\begin{aligned} \partial_z \tilde{u}^+ - ik'\Omega \tilde{u}^+ &= i \frac{\nabla_\perp^2 \tilde{u}^+}{2k_0} + i \frac{n_2 \omega_0}{c} (U_s^2 \tilde{u}^- + 2I_s \tilde{u}^+) \\ &\quad - \frac{ik}{2n_0^2 \rho_c} [\rho_s \tilde{u}^+ + K\rho_{\text{nt}}\sigma_K U_s I_s^{K-1} \frac{(\tilde{u}^+ \bar{U}_s + \tilde{u}^- U_s)}{\tau_{\text{rec}}^{-1} - i\Omega}], \end{aligned} \quad (4.21)$$

$$\begin{aligned} \partial_z \tilde{u}^- + ik'\Omega \tilde{u}^- &= i \frac{\nabla_\perp^2 \tilde{u}^-}{2k_0} + i \frac{n_2 \omega_0}{c} (U_s^2 \tilde{u}^+ + 2I_s \tilde{u}^-) \\ &\quad - \frac{ik}{2n_0^2 \rho_c} [\rho_s \tilde{u}^- + K\rho_{\text{nt}}\sigma_K U_s I_s^{K-1} \frac{(\tilde{u}^- \bar{U}_s + \tilde{u}^+ U_s)}{\tau_{\text{rec}}^{-1} + i\Omega}]. \end{aligned} \quad (4.22)$$

Nous considérons ensuite que ϕ est une fonction réelle et recherchons des perturbations sous la forme $\tilde{u}^\pm = u^\pm e^{i\Lambda z}$, où u^\pm oscille dans le plan transverse avec le vecteur d'onde \vec{k}_\perp , i.e., $u^\pm \sim \cos(\vec{k}_\perp \cdot \vec{r}_\perp)$. Il en résulte

$$\partial_z u^+ - ik'\Omega u^+ = -i \frac{k_\perp^2}{2k_0} u^+ + in_2 \frac{\omega_0}{c} I_s (\bar{u}^- + u^+) - i\alpha K I_s^K \frac{(u^+ + \bar{u}^-)}{1 - i\Omega \tau_{\text{rec}}}, \quad (4.23)$$

$$\partial_z u^- + ik'\Omega u^- = -i \frac{k_\perp^2}{2k_0} u^- + in_2 \frac{\omega_0}{c} I_s (\bar{u}^+ + u^-) - i\alpha K I_s^K \frac{(u^- + \bar{u}^+)}{1 + i\Omega \tau_{\text{rec}}}. \quad (4.24)$$

En combinant $v = u^+ + \bar{u}^-$ et $w = u^+ - \bar{u}^-$, nous obtenons alors

$$[\partial_z - ik'\Omega]v = -i\frac{k_\perp^2}{2k_0}w, \quad (4.25)$$

$$[\partial_z - ik'\Omega]w = i(2n_2\frac{\omega_0}{c}I_s - \frac{k_\perp^2}{2k_0} - \frac{2\alpha KI_s^K}{1 - i\Omega\tau_{\text{rec}}})v, \quad (4.26)$$

pour lequel les modes perturbatifs sont supposés croître selon la distance z avec un taux de croissance λ , i.e., $v, w \propto e^{\lambda z}$. Après réarrangement des Éqs. (4.25) et (4.26), nous déduisons

$$\lambda = \text{Re}\left[\frac{k_\perp}{\sqrt{2k_0}}\sqrt{2\left(\frac{n_2\omega_0}{c}I_s - \frac{\alpha KI_s^K}{1 - i\Omega\tau_{\text{rec}}}\right) - \frac{k_\perp^2}{2k_0}}\right], \quad (4.27)$$

ou encore

$$\lambda = \text{Re}\left[\frac{k_\perp}{\sqrt{2k_0}}\sqrt{2\frac{\omega_0}{c}(n_2I_s - \frac{K\rho_s}{2n_0\rho_c(1 - i\Omega\tau_{\text{rec}})}) - \frac{k_\perp^2}{2k_0}}\right]. \quad (4.28)$$

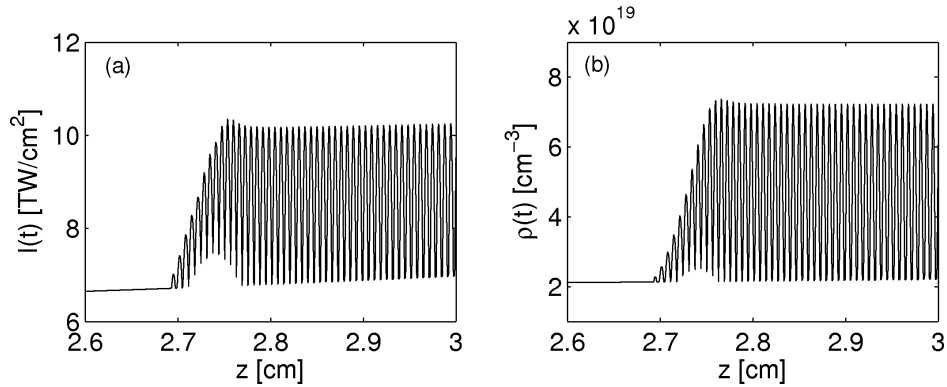


FIGURE 4.6 – Zoom de l'intensité maximale de la Fig. 4.1(a) à partir de la distance $z = 2.6$ cm. (b) Densité plasma correspondante.

Ce résultat est similaire à celui dérivé par Niday et al. [98]. L'originalité de notre analyse est que celle-ci s'applique à une équation source plasma ayant une recombinaison électronique linéaire ($\sim -\rho/\tau_{\text{rec}}$) et non quadratique ($-a\rho^2$, avec $a = \text{const}$). Les figures 4.8(a,b) montrent deux exemples du taux de croissance λ dans le plan $(k_\perp/\sqrt{2k_0}, \Omega\tau_{\text{rec}})$. Pour des petites intensités ($I_s = 0.5 \text{ TW/cm}^2$), la génération de plasma est négligeable et les fluctuations temporelles dues à la dépendance en Ω des perturbations ne jouent pas de rôle significatif. Ainsi nous pouvons retrouver le taux de croissance standard

$$\lambda \sim k_\perp \sqrt{(2\omega_0 n_2/c)I_s - k_\perp^2/2k_0}, \quad (4.29)$$

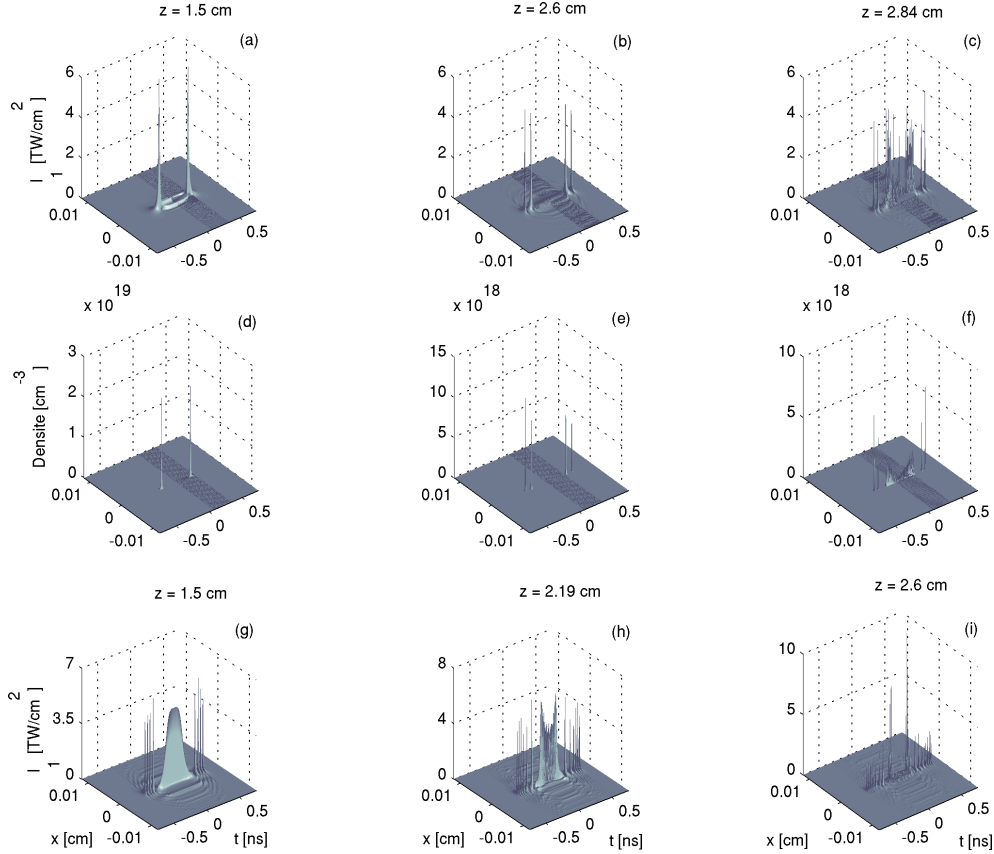


FIGURE 4.7 – (a-c) Profils d'intensité dans le plan (x, t) calculés avec le code SBS_3D pour $I_0 = 26.7 \text{ GW/cm}^2$ et un bruit aléatoire d'amplitude $\epsilon = 10^{-5}$. (d-f) Densités plasma correspondantes. (g-i) Profils d'intensité pour une intensité initiale $I_0 = 80 \text{ GW/cm}^2$ à différentes distances de propagation.

pour les instabilités modulationnelles transverses lorsque $k_{\perp} / \sqrt{2k_0}$ appartient à l'intervalle garantissant $\lambda > 0$ [32, 39]. Ce résultat s'applique à toutes les fréquences telles que $0 < \Omega < +\infty$. Lorsque l'intensité d'une impulsion est proche de sa valeur d'auto-focalisation, i.e., $I_s \simeq 7 \text{ TW/cm}^2$, l'action de la réponse plasma se manifeste par une instabilité en temps qui est maximale autour de $\Omega\tau_{\text{rec}} \simeq 1$ pour des nombres d'onde k_{\perp} élevés, c'est-à-dire $k_{\perp} / \sqrt{2k_0} \geq 25 - 30 [\text{cm}^{-1}]$ ou de façon équivalente lorsque la taille transverse de l'impulsion w_{\perp} devient proche de sa taille minimale correspondant à celle du filament. Cette instabilité reflète le caractère fini de l'extension temporelle de la réponse plasma, laquelle, a posteriori, tend à casser (défocaliser) le profil de l'impulsion laser en petites structures temporelles alignées sur la durée de vie des électrons libres ($\tau_{\text{rec}} = 150 \text{ fs}$). Il est intéressant

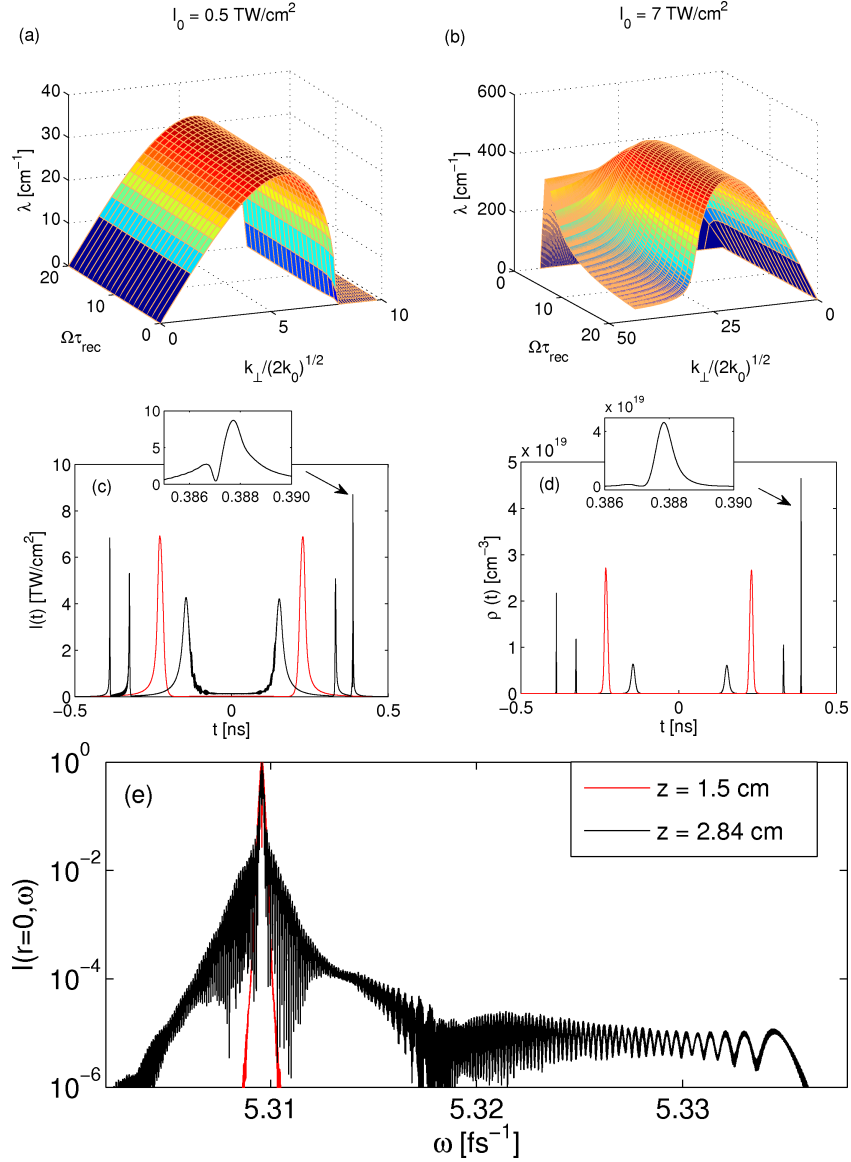


FIGURE 4.8 – Taux de croissance λ [cm^{-1}] dans le plan $(k_{\perp}/\sqrt{2k_0}, \Omega\tau_{\text{rec}})$ à 355 nm : (a) $I_s \equiv I_0 = 0.5 \text{ TW/cm}^2$, (b) $I_s \equiv I_0 = 7 \text{ TW/cm}^2$. (c) Intensité maximale en fonction du temps pour $z = 1.5 \text{ cm}$ (courbe rouge) et $z = 2.84 \text{ cm}$ (courbe noire). La largeur à mi-hauteur du pic le plus intense est 800 fs (voir insert). (d) Évolution temporelle de la densité plasma aux mêmes distances. La largeur à mi-hauteur du pic le plus intense est de 650 fs environ (voir insert). (e) Spectre normalisé en $r = 0$ en fonction de la fréquence de l'impulsion ω à $z = 1.5 \text{ cm}$ (courbe rouge) et à $z = 2.84 \text{ cm}$ (courbe noire).

d'observer que cette instabilité disparaît lorsque $\Omega \rightarrow 0$, qui corres-

pond à la réponse d'un plasma stationnaire. Dans la limite opposée $\Omega \rightarrow +\infty$, les instabilités modulationnelles ne s'estompent pas mais se réduisent à celle de l'instabilité Kerr classique. En temps, l'instabilité plasma sur de petites échelles est clairement observée dans la Fig. 4.8(c,d), où des pics intenses émergent sur des durées subpicosecondes en raison d'une rapide défocalisation par les non-linéarités plasma. La figure 4.8(e) montre le spectre en $r = 0$ de l'impulsion laser à la distance $z = 1.5$ cm (foyer d'auto-focalisation) et à $z = 2.84$ cm, où la même impulsion développe davantage de pics intenses sur des temps courts donnant naissance à un décalage vers le bleu (« blue-shift ») avec une large variation de fréquence $\Delta\omega \simeq 3.3 \times 10^{13} \text{ s}^{-1}$. Cette variation spectrale est liée aux échelles de temps égales environ à $2\pi/\Delta\omega = 190 \text{ fs}$, proche du temps de recombinaison électronique. Notons que le pic le plus intense capturé à cette distance a une durée plus large $\sim 800 \text{ fs}$, peut être causée par une phase « chirpée ». De telles instabilités marquent la transition entre un régime plasma purement nanoseconde (« quasi-stationnaire ») vers un régime d'auto-guidage femtoseconde.

La figure 4.9 compare l'impulsion laser mono-mode de référence ($w_0 = 60 \text{ }\mu\text{m}$, FWHM = 0.77 ns) simulée avec le code UPPE radial et pour laquelle 1% de bruit aléatoire a été introduit dans l'amplitude initiale. Ce bruit sert de germe pour exciter des instabilités, incluant les modes instables discutés précédemment. Ces modes forcent l'impulsion à développer un régime de propagation ultracourt une fois que la génération de plasma rentre en jeu.

En se basant uniquement sur l'équilibre Kerr-MPI, nous pouvons justifier les niveaux d'intensité laser et de densité plasma en régime nanoseconde. En égalant les termes Kerr et plasma de l'équation (2.194), l'intensité de filamentation s'évalue ainsi [30] :

$$I_{\text{Max}} \approx \left(\frac{2n_0 n_2 \rho_c}{\Delta t \sigma_K \rho_{\text{nt}}} \right)^{1/(K-1)}, \quad (4.30)$$

lorsque la densité plasma s'accumule sur un intervalle de temps Δt . I_{Max} augmente naturellement lorsque les pics de l'onde laser deviennent plus courts. En utilisant la table 2.2, il est aisé de vérifier, à la longueur d'onde $\lambda_0 = 355 \text{ nm}$, que I_{Max} atteint 4.16 TW/cm^2 et la densité plasma correspondante vaut $\rho_{\text{Max}} \sim \Delta t \sigma_K I_{\text{Max}} \rho_{\text{nt}} = 3.46 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ en faisant l'hypothèse que le plasma s'accumule continuellement sur $\Delta t = 1 \text{ ps}$. Par comparaison, en supposant que la défocalisation plasma se réalise sur le temps de recombinaison électronique, i.e., $\Delta t = 150 \text{ fs}$, nous obtenons $I_{\text{Max}} = 10.7 \text{ TW/cm}^2$ et $\rho_{\text{Max}} = 3.46 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Les pics peuvent même atteindre $\sim 20 \text{ TW/cm}^2$, lorsque des

impulsions ultracourtes (≤ 100 fs) sont produites [27], déclenchant une forte génération de plasma.

Les premières distances de propagation non-linéaire ($z \leq 2.5$ cm), absent dans la Réf. [98], caractérisent une impulsion laser nanoseconde qui n'est pas sujette à une perturbation extérieure efficace. Ces distances correspondent aux basses intensités de saturation calculées sur des temps longs avec l'Éq. (4.30). Les événements d'auto-focalisation multiple montrés dans la Fig. 4.8(c) signalent le régime d'instabilité plasma sur des durées picosecondes et marquent le passage vers un régime de propagation courte.

Une fois cette transition faite, l'impulsion laser développe une dynamique femtoseconde et nous pouvons nous demander si la dispersion chromatique et les effets de raidissement (« self-steepening ») [14] peuvent affecter sa propagation.

Nous avons donc répété nos simulations avec 1% de bruit aléatoire (distribution aléatoire de 0 et de 1 par une fonction Fortran « RANDOM ») et en incluant ces termes d'ordre élevé. La Fig. 4.9 montre que l'action des termes de dispersion abaisse le niveau d'intensité après le foyer d'auto-focalisation lorsque des événements de compression locale produisent des pics de durée ≤ 1 ps.

Un autre point est l'ionisation par avalanche induite par les électrons libres qui collisionnent avec leur environnement atomique et que nous avons a priori négligé dans l'Éq. (2.85). En incluant le terme d'ionisation collisionnelle $(\sigma/U_i)\rho I$, où σ désigne la section efficace de collision calculée pour un temps de collision électrons-neutre $\tau_e = 20$ fs [116] [cf. Éq. (2.74)], nous observons que l'intensité et la densité plasma maximales pour les cas sans (courbe marron) et avec (courbes roses) ionisation par impact sont comparables [voir Fig. 4.9]. Donc, l'ionisation par avalanche influe assez peu sur la dynamique de l'impulsion pompe. Par conséquent, nous ignorerons ce terme dans la suite de ce chapitre et validons à postériori le modèle plasma retenu dans l'Éq. (2.85).

Un aspect important rapporté par la Fig. 4.9 est l'auto-focalisation de l'onde de pompe en présence de modulations de phase, qui servent à se prémunir de la rétrodiffusion Brillouin. Nous pouvons voir que de telles modulations forcent l'impulsion à se transformer en un train d'impulsions picosecondes [85], ce qui conduit l'impulsion pompe à rentrer de nouveau en régime de propagation ultracourte. La figure 4.10(a) détaille le profil d'impulsions initialement modulées en phase près de leur foyer d'auto-focalisation (2 GHz : $z = 1.64$ cm ; 15 GHz : $z = 1.62$ cm). Chaque pic déclenché par des modulations rapides augmente l'intensité à des niveaux très élevés, ce qui signale

que l'impulsion rentre en régime de propagation ultracourte. En particulier l'impulsion avec une modulation de phase de 2 GHz promeut des intensités élevées sur une durée sensiblement plus longue qu'une modulation à $\nu_m = 15$ GHz (voir ellipse rouge), conduisant ainsi à une densité d'électrons plus grande, comme attesté par la Fig. 4.10(b). La figure 4.10(c) montre le spectre de l'impulsion modulé à 2 GHz formé en régime de filamentation. Nous pouvons observer un « blue-shift » que nous attribuons à la défocalisation plasma, en l'absence de « self-steepening » efficace.

Pour finir cette section consacrée à la dynamique d'une onde isolée, les figures 4.11 et 4.12 mettent en évidence qu'en utilisant le code SBS_3D, les tendances précédentes sont retrouvées. De petites perturbations (1% de bruit aléatoire en amplitude) et des perturbations de la forme $U_1(z = 0) \times [1 + 0.01\cos(\Omega t)]$ avec $\Omega = 1/150 \text{ fs}^{-1}$ raccourcissent la phase d'auto-guidage quasi-stationnaire de l'impulsion et forcent cette dernière à adopter un régime de propagation ultracourt. Une fois encore, nous pouvons observer dans les profils spatio-temporels produits par ce code que de petites perturbations sont des germes d'apparition de pics de durée picoseconde dans le profil temporel. Ces pics cassent l'homogénéité de l'impulsion laser initialement nanoseconde [voir Fig. 4.12(b-f)].

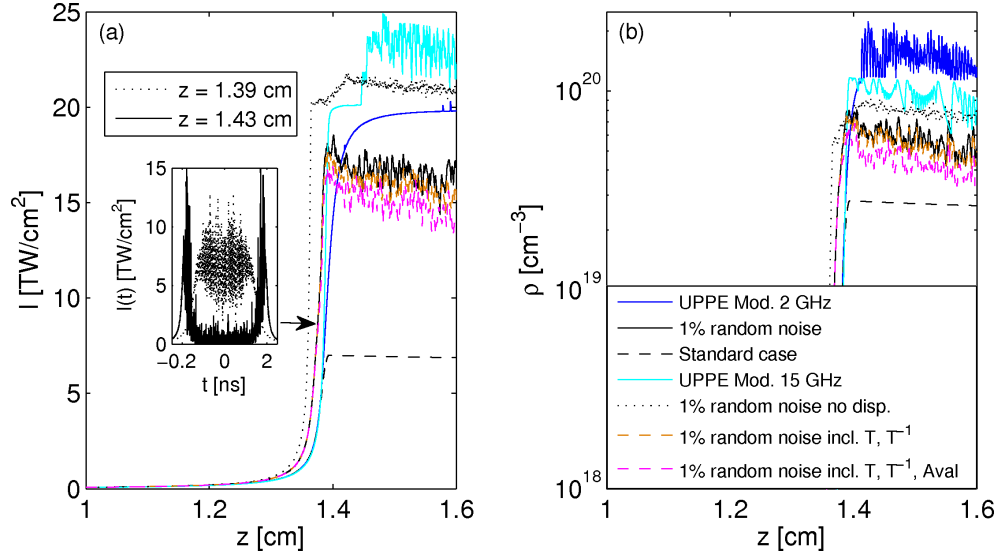


FIGURE 4.9 – Intensité maximale en fonction de z pour une impulsion supergaussienne avec $w_0 = 60 \mu\text{m}$ et ayant une modulation de phase $\nu_m = 2 \text{ GHz}$ (courbe bleue foncée), $\nu_m = 15 \text{ GHz}$ (courbe bleue claire) ou un bruit aléatoire initial de 1 % d’amplitude avec (courbe noire pleine) et sans (courbe noire en pointillé) GVD et TOD. L’impulsion de référence, sans modulation de phase et sans perturbations, est montrée par la courbe noire en tirets. La courbe marron en tirets décrit l’impulsion où les effets dispersifs GVD, TOD et le « self-steepening » ont été pris en compte. La courbe rose en tirets représente le comportement de l’impulsion précédente avec l’ionisation collisionnelle (temps de collision $\tau_e = 20 \text{ fs}$). L’insert détaille la distribution temporelle de l’impulsion subissant un bruit aléatoire ($\epsilon = 1\%$) à la distance $z = 1.39 \text{ cm}$ (courbe en tirets) et à $z = 1.43 \text{ cm}$ (courbe pleine). (b) Densités plasma correspondantes.

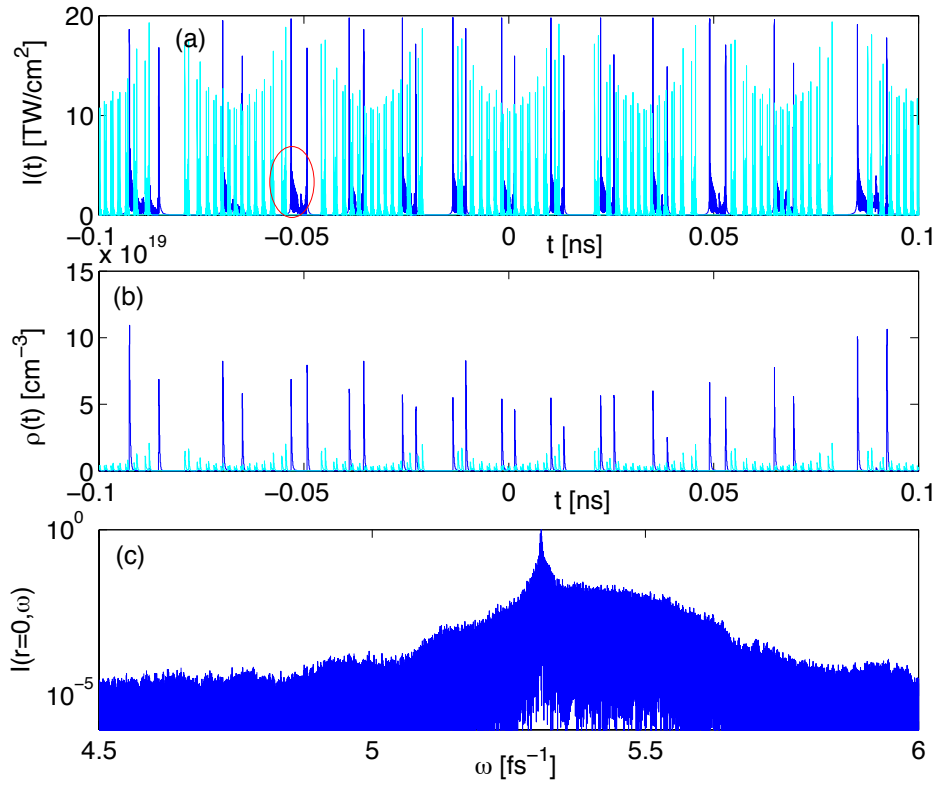


FIGURE 4.10 – Intensité avec une modulation de phase (a) $\nu_m = 2$ GHz (courbe bleue foncé) et $\nu_m = 15$ GHz (courbe bleue claire) à $z = 1.62$ cm dans l'intervalle $-0.1 \text{ ns} \leq t \leq 0.1 \text{ ns}$. (b) Réponse plasma correspondante. (c) Spectre de l'impulsion modulée en phase à 2 GHz.

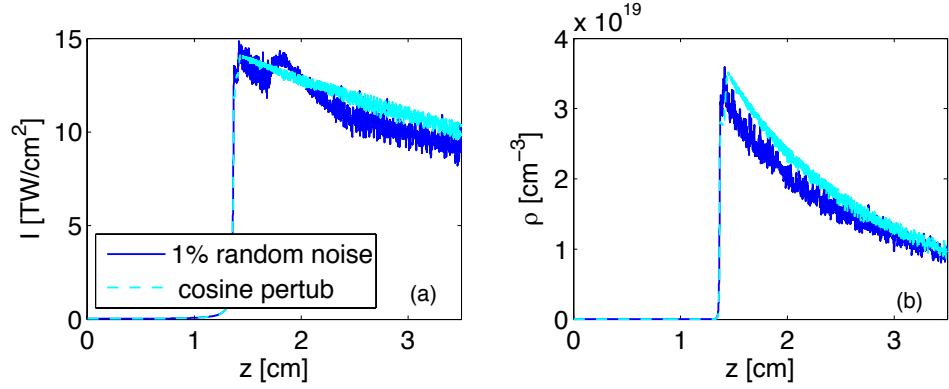


FIGURE 4.11 – Intensité maximale atteinte par une impulsion nanoseconde calculée à partir du code SBS_3D et initialement perturbée par un bruit aléatoire ($\epsilon = 1\%$) (courbe bleue foncée) et par une perturbation proportionnelle à $\epsilon \cos(\Omega t)$, où $\epsilon = 1\%$ représente l'amplitude du bruit et $\Omega = 4.2 \times 10^4 \text{ ns}^{-1}$ est la fréquence la plus instable des modes perturbatifs. (b) Densité plasma correspondante en fonction de z .

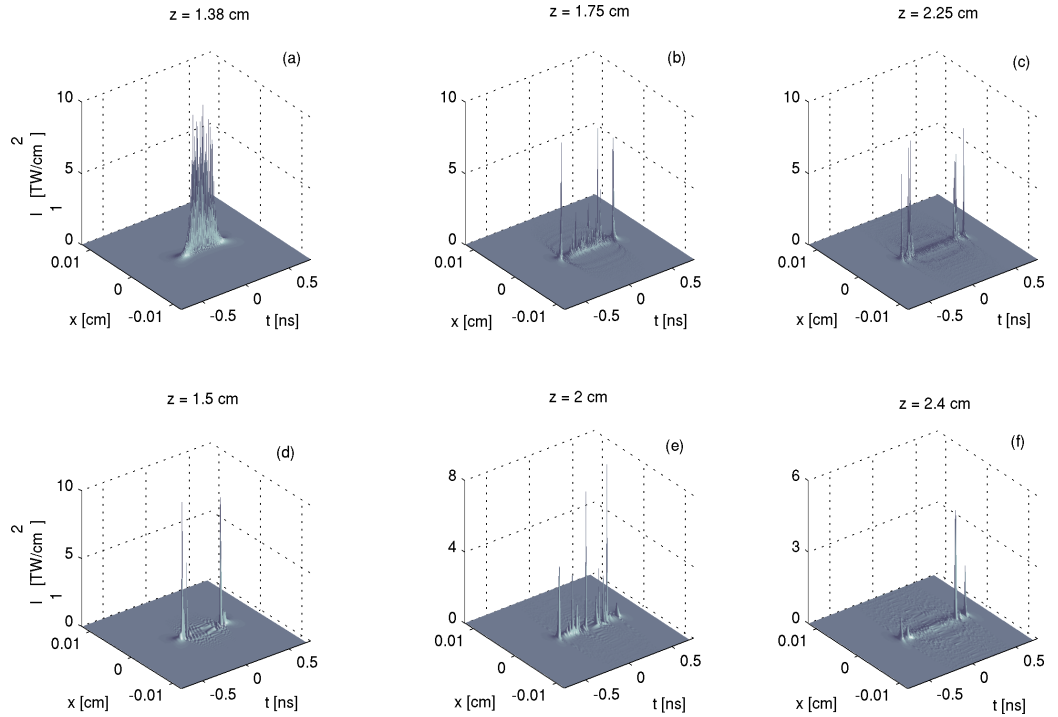


FIGURE 4.12 – Profils d'intensité instables correspondant à la figure précédente avec (a,b,c) un bruit initial d'amplitude égale à 1% à différentes distances de propagation. (d,e,f) une perturbation $\propto \epsilon \cos(\Omega t)$, où $\epsilon = 1\%$ et $\Omega = 4.2 \times 10^{-4} \text{ ns}$.

3 Couplage filamentation-Brillouin-plasma instationnaire à deux ondes dans l'UV

Dans cette section, nous nous intéressons au couplage entre les ondes de pompe et Stokes en tenant compte de l'effet Brillouin ($g_0 \neq 0$) et de l'ionisation instationnaire. De nouveau, nous considérons un faisceau pompe de taille initiale $w_0 = 15 \mu\text{m}$ ou $w_0 = 60 \mu\text{m}$ qui s'auto-focalise dans la silice. Les intensités initiales sont $I_1(0) = 213.6 \text{ GW/cm}^2$ ou $I_1(0) = 26.7 \text{ GW/cm}^2$, respectivement. Les simulations sont obtenues à partir du code SBS_3D avec la résolution transverse $\Delta x = \Delta y = 0.93 \mu\text{m}$.

La figure 4.13 montre l'intensité maximale [Figs. 4.13(a,c)] et la densité d'électrons [Figs. 4.13(b,d)] pour les impulsions pompe de taille $w_0 = 15 \mu\text{m}$ et $w_0 = 60 \mu\text{m}$, respectivement. Sur la Fig. 4.13(a), nous observons une forte augmentation de l'impulsion pompe (courbe bleue pleine) au début de sa propagation ($z \sim 0.03 \text{ cm}$), près de la face d'entrée de l'échantillon de silice. Cette augmentation prématurée de l'onde de pompe cesse en présence d'une réponse plasma stationnaire (courbe bleue en tiret). Sur la Fig. 4.13(b), nous constatons que l'évolution de l'onde de pompe suit celle de la réponse plasma dans le cas d'une densité électronique dynamique. Celle-ci croît rapidement en début de propagation compte tenu d'une forte rétrodiffusion Brillouin en face d'entrée de l'échantillon.

Lorsque $z \geq 0.1 \text{ cm}$, l'onde de pompe entre dans un régime de propagation ultracourte vu son niveau d'intensité atteint au foyer d'auto-focalisation supérieur à 15 TW/cm^2 (voir section 2.3). De manière similaire, on observe la même dynamique pour le faisceau pompe de taille initiale $w_0 = 60 \mu\text{m}$ sur des distances plus étendues. L'onde de pompe atteint rapidement des niveaux d'intensité de plusieurs TW/cm^2 (courbes pleines) sur des courtes distances ($z \sim 0.1 \text{ cm}$) avant que l'évènement de collapse ($z_c = 1.17 \text{ cm}$ avec un plasma stationnaire ; $z_c = 1.28$ en présence d'un plasma dynamique) conduise l'impulsion pompe vers des valeurs d'intensité plus élevées ($I_1 = 16 \text{ TW/cm}^2$). De nouveau, la Fig. 4.13(c) laisse à penser que l'onde de pompe est déstabilisée par la forte rétrodiffusion Brillouin près de la face d'entrée du matériau (courbes foncées). Une comparaison directe avec une réponse plasma stationnaire (courbes claires) démontre que la croissance de l'onde de pompe prématurée est intimement liée aux variations temporelles de la réponse plasma. Notons les différences dans les niveaux d'intensités atteints par les impulsions pompe avec

$w_0 = 15 \mu\text{m}$ et $w_0 = 60 \mu\text{m}$. Cette différence s'explique par un manque de résolution spatio-temporelle dans les simulations pour l'impulsion pompe de plus grande taille (voir section 2). Cela ne nous empêche pas de relever des caractéristiques d'instabilités similaires aux deux ondes de pompe étudiées.

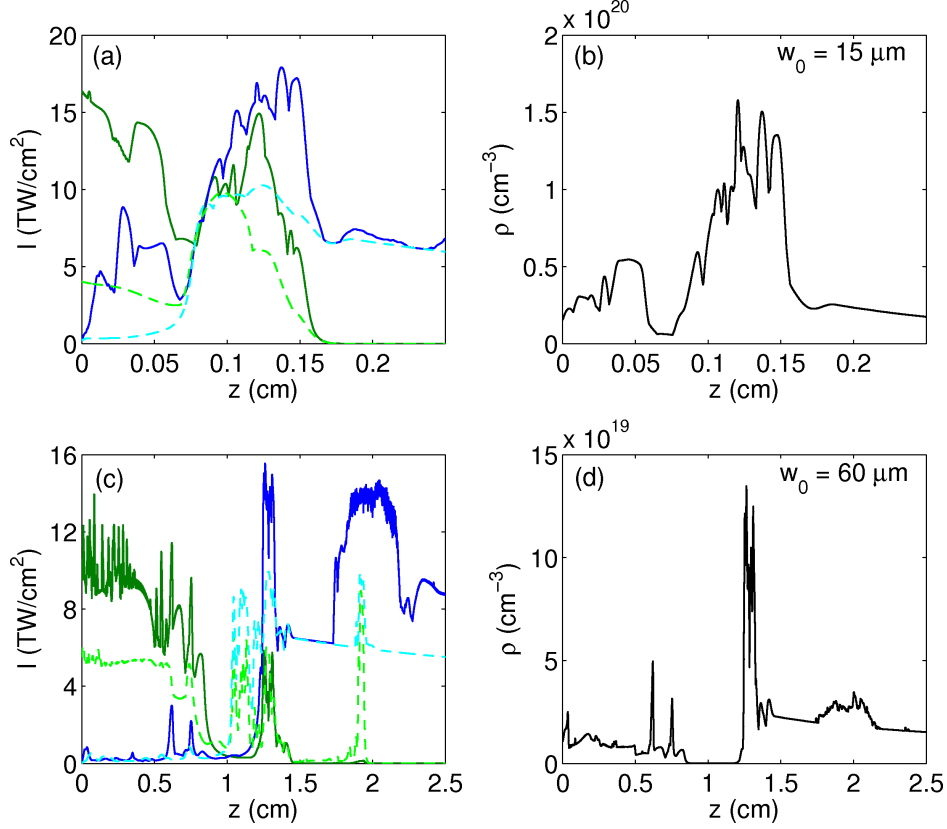


FIGURE 4.13 – (a) Intensité maximale et (b) densité d'électrons correspondante en fonction de la distance z pour une impulsion supergaussienne opérant à la longueur d'onde de 355 nm avec $w_0 = 15 \mu\text{m}$, $t_p = 0.5 \text{ ns}$ et $I_1(0) = 213.6 \text{ GW/cm}^2$. Les courbes bleues (vertes) se réfèrent à l'onde de pompe (respectivement à l'onde Stokes). Les courbes solides correspondent au modèle incluant une réponse plasma dynamique, alors que les courbes claires en tirets se réfèrent au modèle prenant en compte une réponse plasma stationnaire ($\partial_t \rho = 0$). Dans les figures (b,d), la courbe noire illustre la densité d'électrons calculée avec un plasma dynamique. (c,d) détaillent les mêmes quantités avec le même code couleur, mais pour une impulsion de taille transverse plus large $w_0 = 60 \mu\text{m}$ [$I_1(0) = 26.7 \text{ GW/cm}^2$].

En rapport avec les contraintes de résolution, la Fig. 4.14(a,b) montre les intensités pompe et Stokes et la densité plasma atteintes

avec le même faisceau pompe initial mais pour une résolution transverse dégradée : $\Delta x = \Delta y = 1.873 \mu\text{m}$. La Fig. 4.14(c) illustre un profil temporel de l'onde de pompe à la distance longitudinale $z = 2.25 \text{ cm}$. À cette distance, tous les pas en temps ont été enregistrés afin d'éviter les limitations dues à la résolution graphique. Nous pouvons observer une série de collapsés qui sont la conséquence d'instabilités due à la nature instationnaire de la réponse plasma. Parmi ces événements de collapse, seul le premier, qui présente le pic le plus intense localisé dans la partie avant de l'impulsion et ayant une durée temporelle suffisamment large, contribue effectivement à la densité maximale ρ_{Max} . Dans la partie arrière de l'impulsion, des événements de collapse, probablement sous-résolus temporellement, produisent des pics d'intensité très élevées. Toutefois, ceux-ci sont confinés à l'intérieur d'une fenêtre temporelle si étroite que la densité plasma atteint des valeurs moindres. Cela explique pourquoi à partir de $z \geq 2 \text{ cm}$, la densité plasma montrée dans la Fig. 4.14(b) décroît, alors que l'intensité maximale continue d'augmenter. Dans cet intervalle, l'intensité s'apparente à une distribution de Dirac qui s'étend sur quelques dizaines de femtosecondes, où chacun des pics accumule du plasma ($\rho \sim \Delta t I^K$) sur des temps très courts. La figure 4.15, en guise de comparaison, montre l'onde de pompe de taille $w_0 = 15 \mu\text{m}$ en régime d'auto-focalisation en présence de rétrodiffusion Brillouin à la distance longitudinale $z = 0.14 \text{ cm}$. Mieux résolues, l'intensité et la densité plasma maximale atteignent $15 \text{ TW}/\text{cm}^2$ et 10^{20} cm^{-3} , respectivement. À partir de $z \geq 0.2 \text{ cm}$, la décroissance de la densité plasma est en meilleure adéquation avec l'évolution de l'intensité maximale des ondes pompe et Stokes [voir Fig. 4.13].

Les figures 4.16, 4.18, 4.17 et 4.19 détaillent le profil spatio-temporel des deux impulsions pompes ainsi que les ondes Stokes associées, à des distances de propagation proches et éloignées de l'entrée du hublot de silice. Ces figures sont pour la plupart limitées par la résolution graphique mentionnée, laquelle abaisse les valeurs des pics atteintes dans l'espace (x, t) par comparaison avec les valeurs de la figure 4.13. En tenant compte d'un plasma stationnaire, nous retrouvons le scénario standard de couplage entre filamentation et rétrodiffusion Brillouin stimulée décrite dans les Réfs. [86, 87] : lorsque l'onde de pompe s'auto-focalise, elle transfère une partie de son énergie de l'avant vers l'arrière de l'impulsion, où une onde Stokes prend naissance et croît. Avec une réponse plasma dynamique, l'onde de pompe croît plus tôt, bien avant qu'elle n'atteigne sa distance d'auto-focalisation [i.e, $z_c = 0.1 \text{ cm}$ pour $w_0 = 15 \mu\text{m}$ et $z_c = 1.28 \text{ cm}$ pour $w_0 = 60 \mu\text{m}$]. Au voisinage du pic dominant, des pics « satellites » ap-

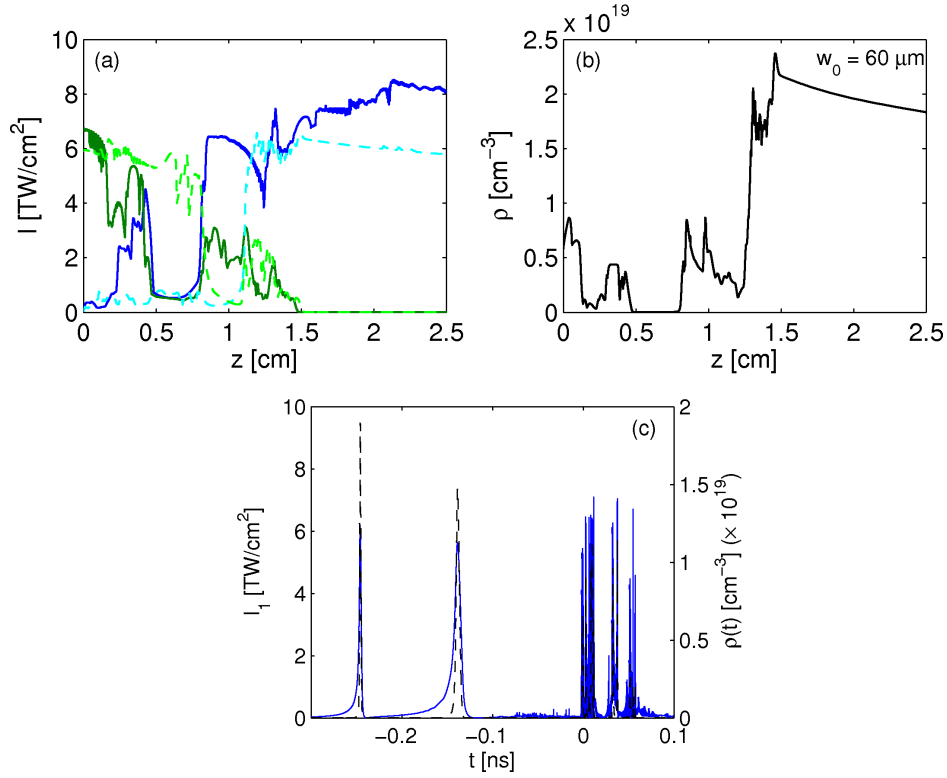


FIGURE 4.14 – (a) Intensité maximale et (b) densité d’électrons en fonction de z pour une impulsion supergaussienne à 355 nm avec $w_0 = 60 \mu\text{m}$, $t_p = 0.5 \text{ ns}$ et $I_1(0) = 26.7 \text{ GW}/\text{cm}^2$. La résolution transverse est $\Delta x = \Delta y = 1.873 \mu\text{m}$. Les courbes bleues (vertes) se réfèrent à l’onde de pompe (respectivement à l’onde Stokes). Les courbes solides correspondent au modèle plasma dynamique, alors que les courbes claires en tirets se réfèrent à une réponse plasma stationnaire ($\partial_t \rho = 0$). En (b), la courbe noire illustre la densité d’électrons calculée avec un plasma dynamique. (c) Intensité maximale (courbe bleue pleine, axe de gauche) et la densité de plasma (courbe noire en tiret, axe de droite) en fonction du temps à $z = 2.25 \text{ cm}$.

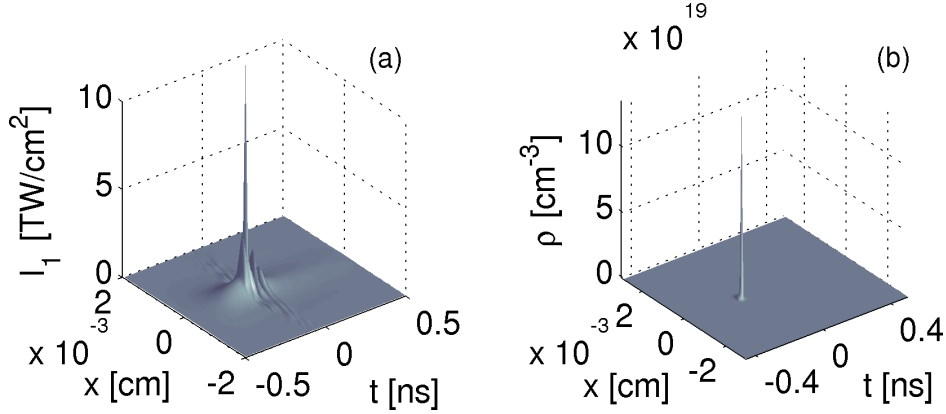


FIGURE 4.15 – Distributions spatio-temporelles (a) de l'intensité pompe et (b) de la densité d'électrons à la distance $z = 0.14$ cm pour une impulsion de taille transverse $w_0 = 15 \mu\text{m}$ le code SBS_3D.

paraissent sur des échelles temporelles de l'ordre de la picoseconde. À de plus grandes distances de propagation, l'onde de pompe, toujours en phase d'auto-focalisation, est caractérisée par une structure multipics due au développement prématuré d'instabilités temporelles alors que l'onde Stokes décroît en fin d'échantillon.

De manière similaire à l'étude à une onde (voir section 2), les instabilités proviennent de l'excitation de modes instables, induite par la nature instationnaire du plasma.

3.1 Les instabilités plasma

Dans l'analyse des instabilités pour deux ondes, nous considérons le modèle de propagation décrit par les Éqs. (2.82) - (2.85). Par souci de simplification, nous omettons le bruit thermique ($N \rightarrow 0$) et négligeons les pertes par absorption multiphotonique MPA (nous vérifions que $\beta^{(3)}I_1^2 \ll g_0I_1$). La solution stationnaire est définie par deux enveloppes stationnaires $U_{is} \equiv \phi_i e^{i\Lambda_i z}$ avec $i = 1, 2$ pour les ondes pompes et Stokes telles que

$$\Lambda_1 = \frac{n_2\omega_0}{c}(I_{1s} + 2I_{2s}) - \alpha(I_{1s}^K + I_{2s}^K), \quad (4.31)$$

$$-\Lambda_2 = \frac{n_2\omega_0}{c}(I_{2s} + 2I_{1s}) - \alpha(I_{1s}^K + I_{2s}^K), \quad (4.32)$$

où la constante α a été définie dans les sections précédentes ($I_{is} \equiv |\phi_i|^2$). Ces ondes planes sont couplées au champ stationnaire des phonons acoustiques Q_s et la densité plasma stationnaire de plasma ρ_s

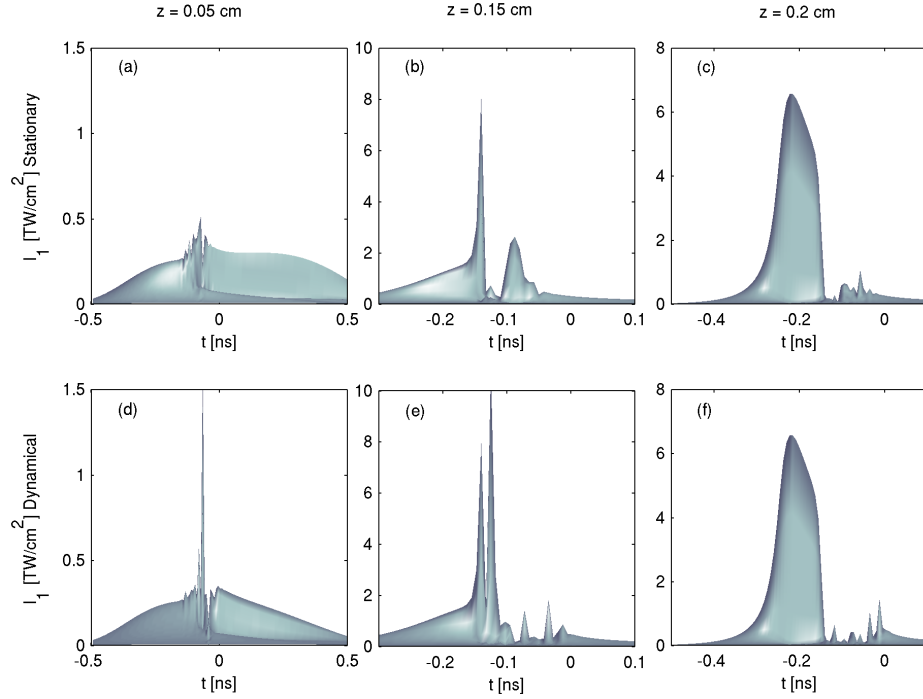


FIGURE 4.16 – Profils d’intensité en temps de l’onde de pompe à différentes distances de propagation pour $w_0 = 15 \mu\text{m}$. (a,b,c) : plasma stationnaire ; (d,e,f) : plasma dynamique.

définies par

$$Q_s = U_{1s} \bar{U}_{2s} = \phi_1 \bar{\phi}_2 e^{i(\Lambda_1 - \Lambda_2)z}, \quad (4.33)$$

$$\rho_s = \tau_{\text{rec}} \sigma_K \rho_{\text{nt}} (I_{1s}^K + I_{2s}^K). \quad (4.34)$$

De manière analogue à l’étude pour une onde, l’état perturbé de la densité plasma est de nouveau donné par l’Éq. (4.19). ρ_s prend ici en compte les contributions avant et arrière des ondes planes. L’onde optique perturbée s’écrit alors comme suit

$$U_i(\vec{r}_\perp, z, t) = U_{is}(\vec{r}_\perp, z) + \tilde{u}_i^+(\vec{r}_\perp, z) e^{-i\Omega t} + \tilde{u}_i^-(\vec{r}_\perp, z) e^{i\Omega t}, \quad i = 1, 2, \quad (4.35)$$

avec $\Omega = \bar{\Omega}$ et $|\tilde{u}_i^+, \tilde{u}_i^-| \ll |U_{is}|$ pour chaque composante de l’onde indexée par $i = 1, 2$. Une linéarisation directe de l’Éq. (2.85) conduit donc à $\rho^- = \bar{\rho}^+$, où

$$\rho^+ = K \rho_{\text{nt}} \sigma_K \sum_{i=1,2} I_{is}^{K-1} \frac{(\tilde{u}_i^+ \bar{U}_{is} + \tilde{u}_i^- U_{is})}{\tau_{\text{rec}}^{-1} - i\Omega}. \quad (4.36)$$

En recherchant des solutions acoustiques perturbées sous la forme

$$Q(\vec{r}_\perp, z, t) = Q_s(\vec{r}_\perp, z) + q^+(\vec{r}_\perp, z) e^{-i\Omega t} + q^-(\vec{r}_\perp, z) e^{i\Omega t}, \quad (4.37)$$

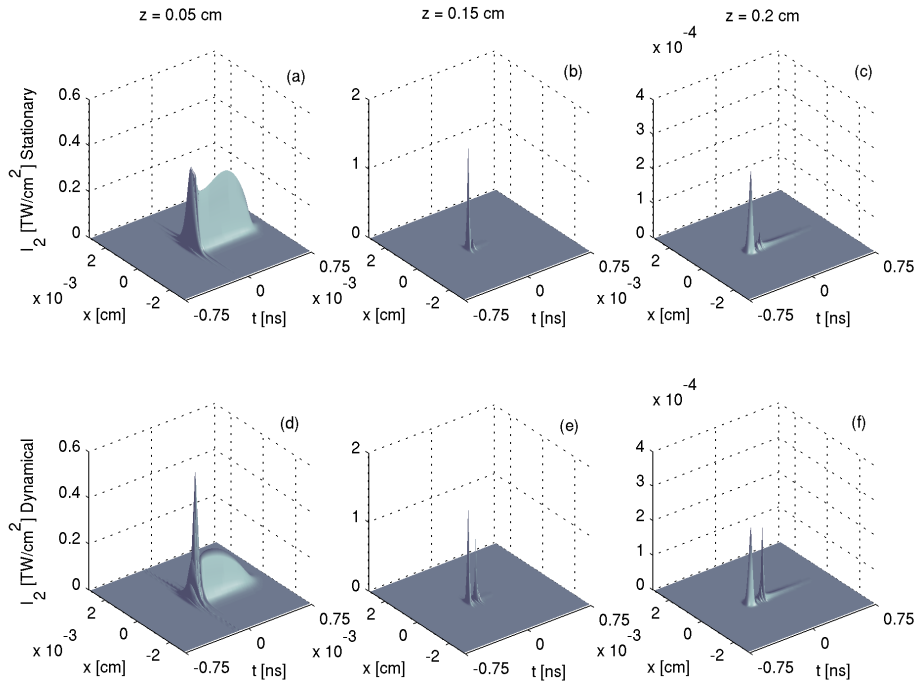


FIGURE 4.17 – Profils d'intensité dans le plan (x, t) de l'onde Stokes à différentes distances de propagation pour $w_0 = 15 \mu\text{m}$. (a,b,c) : plasma stationnaire ; (d,e,f) : plasma dynamique.

nous obtenons

$$q^+ = \frac{U_{1s}\bar{u}_2^- + \bar{U}_{2s}\tilde{u}_1^+}{1 - i\tau_B\Omega}, \quad (4.38)$$

$$q^- = \frac{U_{1s}\tilde{u}_2^+ + \bar{U}_{2s}\tilde{u}_1^-}{1 + i\tau_B\Omega}. \quad (4.39)$$

Nous introduisons les états perturbés précédents dans les Éqs. (2.82)-(2.85), que nous linéarisons en absence de pertes plasma. En assumant un effet Brillouin nul à l'ordre zéro, $g_0 Q_s U_{is}/2 \rightarrow 0$, nous appliquons la limite stationnaire aux perturbations acoustiques lentes. Nous obtenons des équations couplées pour $\tilde{u}_i^\pm = u_i^\pm e^{i\Lambda_i z}$, $i = 1, 2$:

$$\begin{aligned} \partial_z u_1^+ - ik'\Omega u_1^+ = & -i\frac{k_\perp^2}{2k_0}u_1^+ + i\frac{n_2\omega_0}{c}[\phi_{1s}^2\bar{u}_1^- + I_{1s}u_1^+ + 2\phi_{1s}\phi_{2s}\bar{u}_2^- + 2\phi_{1s}\phi_{2s}^*u_2^+] \\ & - \frac{g_0}{2}[\phi_{1s}\phi_{2s}^*u_2^+ + \frac{(\phi_{1s}\phi_{2s}\bar{u}_2^- + I_{2s}u_1^+)}{1 - i\Omega\tau_B}] - i\alpha K\phi_{1s} \sum_{i=1,2} I_{is}^{K-1} \frac{(u_i^+\phi_{is}^* + \bar{u}_i^-\phi_{is})}{1 - i\Omega\tau_{\text{rec}}} \end{aligned} \quad (4.40)$$

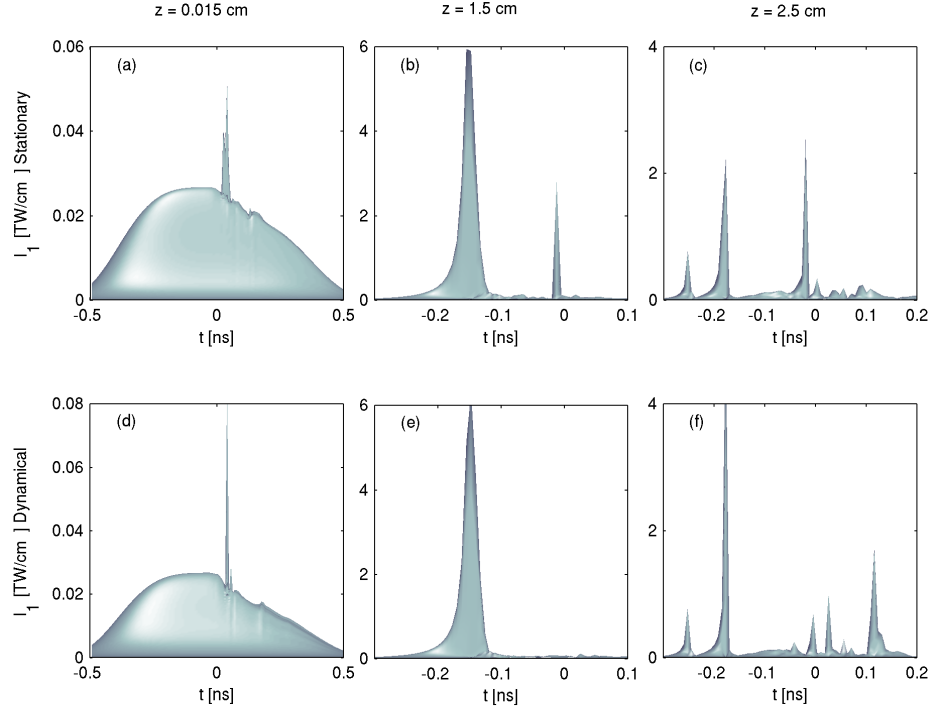


FIGURE 4.18 – Profils d'intensité en temps de l'onde de pompe à différentes distances de propagation pour $w_0 = 60 \mu\text{m}$. (a,b,c) : plasma stationnaire ; (d,e,f) : plasma dynamique.

$$\begin{aligned} \partial_z u_1^- + ik' \Omega u_1^- = & -i \frac{k_{\perp}^2}{2k_0} u_1^- + i \frac{n_2 \omega_0}{c} [\phi_{1s}^2 \bar{u}_1^+ + I_{1s} u_1^- + 2\phi_{1s} \phi_{2s} \bar{u}_2^+ + 2\phi_{1s} \phi_{2s}^* u_2^-] \\ & - \frac{g_0}{2} [\phi_{1s} \phi_{2s}^* u_2^- + \frac{(\phi_{1s} \phi_{2s} \bar{u}_2^+ + I_{2s} u_1^-)}{1 + i\Omega \tau_B}] - i\alpha K \phi_{1s} \sum_{i=1,2} I_{is}^{K-1} \frac{(u_i^- \phi_{is}^* + \bar{u}_i^+ \phi_{is})}{1 + i\Omega \tau_{\text{rec}}} \end{aligned} \quad (4.41)$$

$$\begin{aligned} -\partial_z u_2^+ - ik' \Omega u_2^+ = & -i \frac{k_{\perp}^2}{2k_0} u_2^+ + i \frac{n_2 \omega_0}{c} [\phi_{2s}^2 \bar{u}_2^- + I_{2s} u_2^+ + 2\phi_{1s} \phi_{2s} \bar{u}_1^- + 2\phi_{2s} \phi_{1s}^* u_1^+] \\ & + \frac{g_0}{2} [\phi_{2s} \phi_{1s}^* u_1^+ + \frac{(\phi_{1s} \phi_{2s} \bar{u}_1^- + I_{1s} u_2^+)}{1 - i\Omega \tau_B}] - i\alpha K \phi_{2s} \sum_{i=1,2} I_{is}^{K-1} \frac{(u_i^+ \phi_{is}^* + \bar{u}_i^- \phi_{is})}{1 - i\Omega \tau_{\text{rec}}} \end{aligned} \quad (4.42)$$

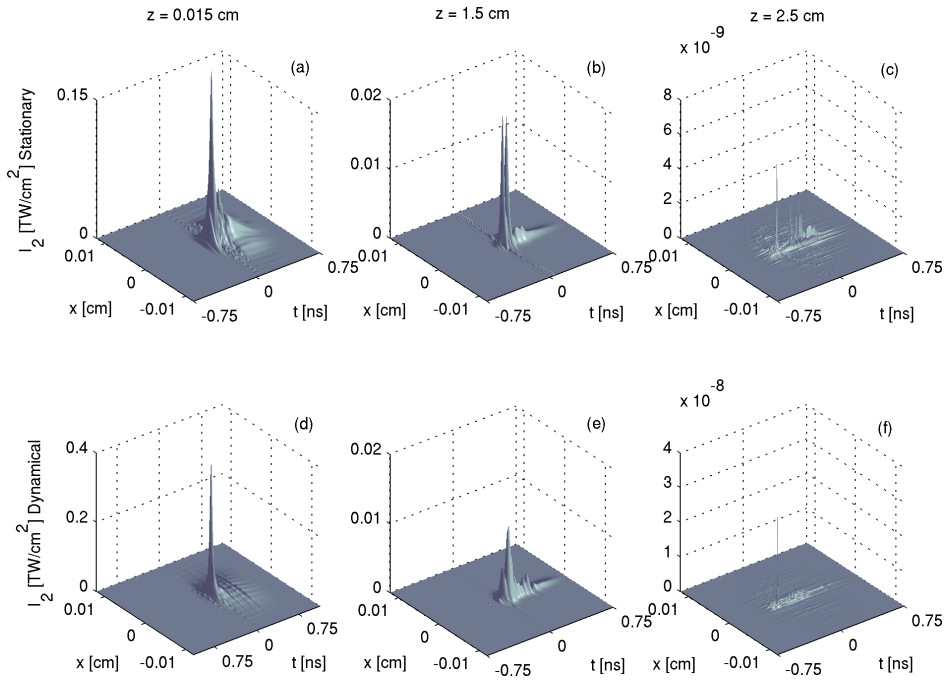


FIGURE 4.19 – Profils d'intensité dans le plan (x, t) de l'onde Stokes à différentes distances de propagation pour $w_0 = 60 \mu\text{m}$. (a,b,c) : plasma stationnaire ; (d,e,f) : plasma dynamique.

$$\begin{aligned}
 -\partial_z u_2^- + ik'\Omega u_2^- = & -i\frac{k_\perp^2}{2k_0}u_2^- + i\frac{n_2\omega_0}{c}[\phi_{2s}^2\bar{u}_2^+ + I_{2s}u_2^- + 2\phi_{1s}\phi_{2s}\bar{u}_1^+ + 2\phi_{2s}\phi_{1s}^*u_1^-] \\
 & + \frac{g_0}{2}[\phi_{2s}\phi_{1s}^*u_1^- + \frac{(\phi_{1s}\phi_{2s}\bar{u}_1^+ + I_{1s}u_2^-)}{1 + i\Omega\tau_B}] - i\alpha K\phi_{2s} \sum_{i=1,2} I_{is}^{K-1} \frac{(u_i^- \phi_{is}^* + \bar{u}_i^+ \phi_{is})}{1 + i\Omega\tau_{\text{rec}}}
 \end{aligned} \quad (4.43)$$

En assumant les états fondamentaux ϕ_{is} réels ($I_{is} \equiv \phi_{is}^2$) nous combinons ces équations linéarisées pour les états perturbatifs $v_i = u_i^+ + \bar{u}_i^-$ et $w_i = u_i^+ - \bar{u}_i^-$.

Les équations perturbées pour les modes (v_1, w_1) qui sont supposés osciller radialement avec le vecteur d'onde transverse \vec{k}_\perp , se réduisent à

$$[\partial_z - ik'\Omega + \frac{g_0}{2}I_{2s}]v_1 = -i\frac{k_\perp^2}{2k_0}w_1 - g_0\sqrt{I_{1s}I_{2s}}v_2, \quad (4.44)$$

$$[\partial_z - ik'\Omega + \frac{g_0}{2}I_{2s}]w_1 = i[2(\frac{n_2\omega_0}{c}I_{1s} - \frac{\alpha KI_{1s}^K}{1 - i\Omega\tau_{\text{rec}}}) - \frac{k_{\perp}^2}{2k_0}]v_1 \\ + i\sqrt{I_{1s}I_{2s}}[\frac{4n_2\omega_0}{c} - \frac{2\alpha KI_{2s}^{K-1}}{1 - i\Omega\tau_{\text{rec}}}]v_2. \quad (4.45)$$

Les équations pour (v_2, w_2) sont obtenues en inversant les indices $1 \leftrightarrow 2$ dans les équations précédentes et en faisant les changements $\partial_z(v_1, w_1) \rightarrow -\partial_z(v_2, w_2)$, $g_0 \rightarrow -g_0$. Nous obtenons donc

$$[-\partial_z - ik'\Omega - \frac{g_0}{2}I_{1s}]v_2 = -i\frac{k_{\perp}^2}{2k_0}w_2 + g_0\sqrt{I_{1s}I_{2s}}v_1, \quad (4.46)$$

$$[-\partial_z - ik'\Omega - \frac{g_0}{2}I_{1s}]w_2 = i[2(\frac{n_2\omega_0}{c}I_{2s} - \frac{\alpha KI_{2s}^K}{1 - i\Omega\tau_{\text{rec}}}) - \frac{k_{\perp}^2}{2k_0}]v_2 \\ + i\sqrt{I_{1s}I_{2s}}[\frac{4n_2\omega_0}{c} - \frac{2\alpha KI_{1s}^{K-1}}{1 - i\Omega\tau_{\text{rec}}}]v_1. \quad (4.47)$$

En recherchant des solutions perturbatives qui croissent comme $\sim e^{\lambda z}$, le taux de croissance λ maximum, après simplification des calculs, est trouvé sous la forme

$$\lambda_+ = \text{Re}[\frac{k_{\perp}}{\sqrt{2k_0}}\sqrt{2\Delta_+ - \frac{k_{\perp}^2}{2k_0}}], \quad (4.48)$$

où Δ_+ est la racine positive du discriminant

$$2\Delta_{\pm} = \frac{n_2\omega_0}{c}(I_{1s} + I_{2s}) - \alpha K \frac{I_{1s}^K + I_{2s}^K}{1 - i\Omega\tau_{\text{rec}}} \pm \\ [(\frac{n_2\omega_0}{c}(I_{1s} - I_{2s}) - \alpha K \frac{I_{1s}^K - I_{2s}^K}{1 - i\Omega\tau_{\text{rec}}})^2 \\ + 4I_{1s}I_{2s}(\frac{2n_2\omega_0}{c} - \frac{\alpha KI_{1s}^{K-1}}{1 - i\Omega\tau_{\text{rec}}})(\frac{2n_2\omega_0}{c} - \frac{\alpha KI_{2s}^{K-1}}{1 - i\Omega\tau_{\text{rec}}})]^{\frac{1}{2}}. \quad (4.49)$$

Ce taux de croissance est calculé dans la limite $g_0 \rightarrow 0$, i.e., l'onde Stokes est déjà générée et couplée avec une composante contrapropagative (onde de pompe). De plus, nous négligeons la dispersion en considérant la limite $k'\Omega \rightarrow 0$. La dispersion linéaire induit seulement un décalage de l'onde de pompe vers l'onde Stokes d'un facteur $\sim 2Ln_0/c \approx 0.3$ ns sur une épaisseur de silice de $L = 3$ cm. Elle ne contribue pas directement aux instabilités. Nous pouvons noter que ce taux est similaire à celui dérivé par Luther and McKinstrie [78] dans les années 90 pour des non-linéarités Kerr sans plasma ($\Omega \rightarrow +\infty$). Leur résultat est complété ici pour des non-linéarités plasma inertielles.

Les figures 4.20(a-c) illustrent quelques taux de croissance. Lorsque le rapport de l'intensité de l'onde pompe et de l'onde Stokes $R_S = I_{2s}/I_{1s}$ augmente, le taux de croissance des instabilités modulationnelles augmente à son tour. Nous retrouvons les principales caractéristiques des instabilités dues à une réponse plasma dynamique en régime de filamentation, i.e., le taux de croissance est positif partout excepté pour $\Omega = 0$, où l'onde plane est stable (configuration d'un plasma stationnaire). Des modes instables maximum apparaissent aux grands nombres d'ondes transverses à $\Omega\tau_{\text{rec}} = 1$, signalant une déstabilisation de l'onde pompe sur le temps de recombinaison électronique. Par comparaison, la Fig. 4.21 détaille le même taux de croissance pour des niveaux d'intensité plus petits, $I_0 = 0.5 \text{ TW/cm}^2$. Dans ce cas, la contribution plasma est négligeable et les fluctuations temporelles associées à la dépendance en Ω des perturbations ne jouent pas de rôle significatif. Dans cette limite, nous retrouvons le taux de croissance standard

$$\lambda_+ \simeq \text{Re}\left[\frac{k_\perp}{\sqrt{2k_0}} \sqrt{\frac{n_2\omega_0 I_{1s}}{c} [(1 + R_S) + \sqrt{(1 - R_S)^2 + 16R_S}]} - \frac{k_\perp^2}{2k_0}\right], \quad (4.50)$$

pour les instabilités modulationnelles transverses de deux ondes contrapropagatives [78]. De nouveau, lorsque le rapport de l'intensité de l'onde de pompe sur l'onde Stokes R_S augmente, le taux de croissance tend à augmenter par voie de conséquence. En outre, nous observons que le nombre d'onde transverse qui maximise le taux de croissance des perturbations est donné par $k_\perp^{\text{Max}} \simeq (25 - 35) \times \sqrt{2k_0} \simeq 18 - 25.3 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$ (dépendant de la valeur de R_S considéré dans la Fig. 4.20), conduisant à une longueur d'onde optimale de modulation transverse $\lambda_\perp^{\text{Max}} = 2\pi/k_\perp^{\text{Max}} \approx 3 \text{ }\mu\text{m}$. Cette longueur de modulation est du même ordre de grandeur que la largeur d'un filament typique résultant de l'équilibre entre auto-focalisation et génération de plasma dans l'Éq. (2.82). Cela peut expliquer le fait que nous observons peu de filamentation multiple dans la direction spatiale transverse.

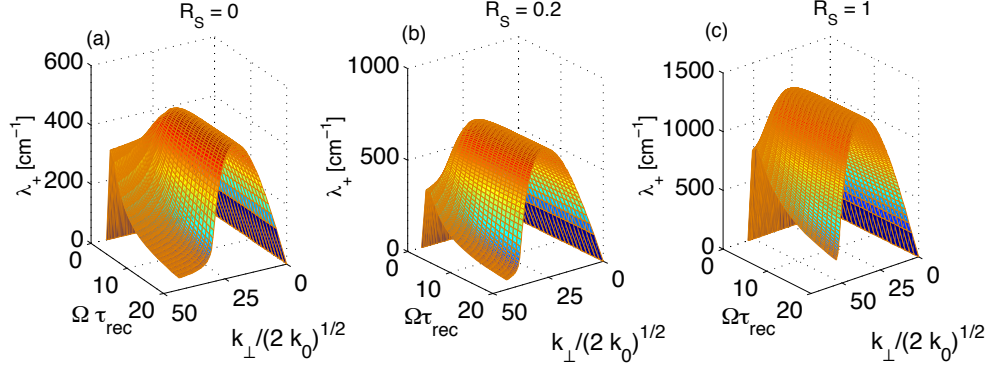


FIGURE 4.20 – Taux de croissance λ_+ [cm^{-1}] dans le plan $(k_\perp/\sqrt{2k_0}, \Omega\tau_{\text{rec}})$ pour $\lambda_0 = 355 \text{ nm}$, $w_0 = 60 \mu\text{m}$ et $I_{1s} \equiv I_0 = 7 \text{ TW/cm}^2$. $R_S = I_{2s}/I_{1s}$ désigne le rapport des intensités stationnaires de l'onde Stokes sur l'onde pompe. (a) $R_S = 0$, (b) $R_S = 0.2$, (c) $R_S = 1$.

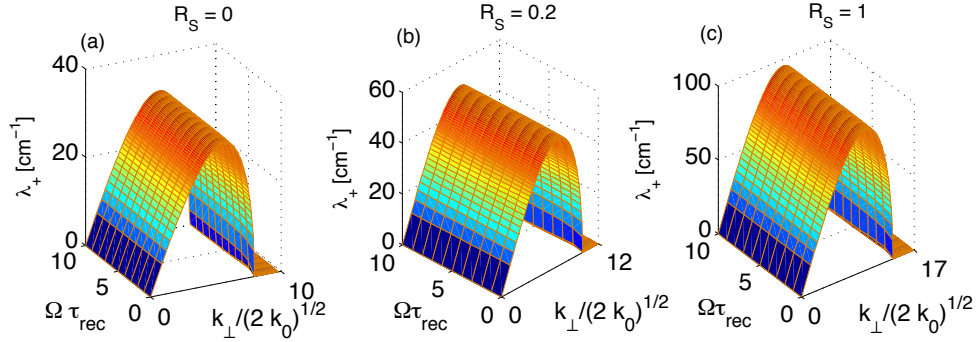


FIGURE 4.21 – Taux de croissance λ_+ [cm^{-1}] dans le plan $(k_\perp/\sqrt{2k_0}, \Omega\tau_{\text{rec}})$ pour $\lambda_0 = 355 \text{ nm}$, $w_0 = 60 \mu\text{m}$ et $I_{1s} \equiv I_0 = 0.5 \text{ TW/cm}^2$. $R_S = I_{2s}/I_{1s}$ désigne le rapport des intensités stationnaires de l'onde Stokes sur l'onde de pompe. (a) $R_S = 0$, (b) $R_S = 0.2$, (c) $R_S = 1$.

4 Modulations de Phase

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, une technique couramment utilisée pour supprimer la rétrodiffusion Brillouin et éviter les dommages en face avant du matériau est l'emploi d'impulsions laser à spectre large issues de fluctuations rapides de phase [40, 95]. Des impulsions gaussiennes modulées en phase sont choisies habituellement sous la forme

$$U_1(x, y, t, z = 0) = \sqrt{I_1(0)} \exp \left[-\frac{x^2 + y^2}{w_0^2} - \frac{t^{2N}}{t_p^{2N}} + im \sin(2\pi\nu_m t) \right], \quad (4.51)$$

où la profondeur de modulation $m \gg 1$ et la fréquence de modulation ν_m garantissent une bande spectrale à 1/e suffisamment large $\Delta\nu \simeq 2m\nu_m$ composée de modes en nombre égal à $\approx 2m$. Lorsque ces modes sont séparés par $\nu_m > \Delta\nu_B = \Gamma_B/2\pi$ et pour des longueurs de cohérence suffisamment petites [$n_0\Delta\nu/c \gg g_0 I_1(0)$], chaque mode pompe peut diffuser sa propre onde Stokes sans interaction avec ses voisins [15, 16, 77]. Pour des modes pompe supposés identiques, l'intensité initiale de chaque mode est environ $I_0/2m$ (voir Chapitre 3). Le gain Brillouin exponentiel G_T décroît donc significativement comparé à une impulsion non modulée en phase. Si la largeur spectrale et le nombre de modes pompe sont suffisamment élevés, la création d'ondes acoustiques est efficacement supprimée. Nous choisirons en général une profondeur de modulation fixée à $m = 21$ alors que ν_m pourra varier de $\nu_m = 2$ GHz vers de plus grandes valeurs pour garantir une suppression efficace de la rétrodiffusion Brillouin.

Lorsque qu'une telle modulation de phase est appliquée à l'onde incidente, l'intensité croît encore par auto-focalisation Kerr mais l'énergie de l'onde Stokes peut être inhibée, ce qui est confirmée par les énergies partielles montrées dans les Figs. 4.22(d,e,f). Celles-ci signalent la suppression de la rétrodiffusion Brillouin et l'énergie de l'onde pompe est préservée lorsque la largeur spectrale de celle-ci est augmentée.

Comme précédemment montré en Réf. [86, 87], une impulsion modulée en phase de bande spectrale modérée (≤ 100 GHz) est moins efficace pour les impulsions de forte puissance déclenchant des événements d'auto-focalisation à l'intérieur du matériau. Une modulation de phase modérée abaisse en effet la déplétion de la puissance de l'onde de pompe, mais celle-ci est alors sujette à l'auto-focalisation Kerr tout comme les composantes Stokes résiduelles. Leur couplage sur de petites échelles spatio-temporelles forcent l'onde de pompe à

s'auto-focaliser sur de courtes distances de propagation. Pour éviter ces instabilités, le choix d'une largeur spectrale suffisamment large est nécessaire. Comme rappelé dans le Chapitre 3, limiter la croissance de l'énergie Stokes demande au moins une largeur spectrale de l'onde de pompe satisfaisant l'équation (3.19) qui dépend du gain et de la largeur Brillouin, de l'intensité pompe et de la longueur du matériau traversée. Cette évaluation donne une valeur minimum de la largeur spectrale de l'onde de pompe pouvant inhiber les effets Brillouin. De plus, étant donné que la silice est un milieu actif pour la rétrodiffusion Brillouin stimulée, le nombre de modes doit être choisi suffisamment large pour que le gain exponentiel n'atteigne pas le seuil minimum Brillouin G_{TH} [8,9,36,54].

Sur la figure 4.22, des modulations de phase sont employées afin de supprimer la rétrodiffusion Brillouin qui est naturellement excitée par une impulsion de taille $w_0 = 60 \mu\text{m}$ avec une intensité initiale $I_1(0) = 26.7 \text{ GW/cm}^2$. Comme attendu, plus la largeur spectrale de l'onde de pompe est importante, moins l'onde de pompe se déplete et plus l'onde Stokes est inhibée. Les effets des modulations de phase peuvent être observés sur la Fig. 4.22(a,b,c), qui montre les profils des puissances correspondant à l'onde incidente (courbes noires), l'onde de pompe en sortie d'un échantillon de 2.5 cm d'épaisseur (courbes bleues) et l'onde Stokes réfléchi à $z = 0$ (courbes vertes). Les effets des fluctuations temporelles se manifestent une fois que l'impulsion pompe est avancée d'une durée égale à la moitié de sa largeur à mi-hauteur. À partir de l'estimation (3.19), l'intensité d'une impulsion pompe proche de 30 TW/cm^2 subit encore de la rétrodiffusion Brillouin avec une fréquence de modulation égale à $\nu_m = 2 \text{ GHz}$. En fait, en extrapolant les courbes de la figure 3.3 (cf. Chapitre 3), une largeur spectrale proche de 1000 GHz est nécessaire à ces niveaux d'intensité pour des impulsions opérant à 355 nm , qui nous conduit à une fréquence de modulation seuil de $\nu_m \simeq 23.8 \text{ GHz}$. Nous avons donc réalisé des simulations avec différentes fréquences de modulations, i.e., $\nu_m = 2 \text{ GHz}$ et $\nu_m = 30 \text{ GHz}$ pour une profondeur de modulation fixée à $m = 21$. Sur les Figs. 4.22(a,b,c), nous observons en effet qu'une large fréquence de modulation ($\nu_m = 30 \text{ GHz}$) supprime complètement la rétrodiffusion Brillouin, même en présence d'une réponse plasma instationnaire. Dans les Figs. 4.22(d,e,f), l'énergie de l'onde de pompe est déplétée par effet Brillouin pour $\nu_m = 0$ et $\nu_m = 2 \text{ GHz}$, i.e., la diffusion Brillouin reste encore active. En revanche, lorsque cette dernière est supprimée avec $\nu_m = 30 \text{ GHz}$, seules les pertes dues au plasma issu de l'auto-focalisation de l'onde incidente à la distance

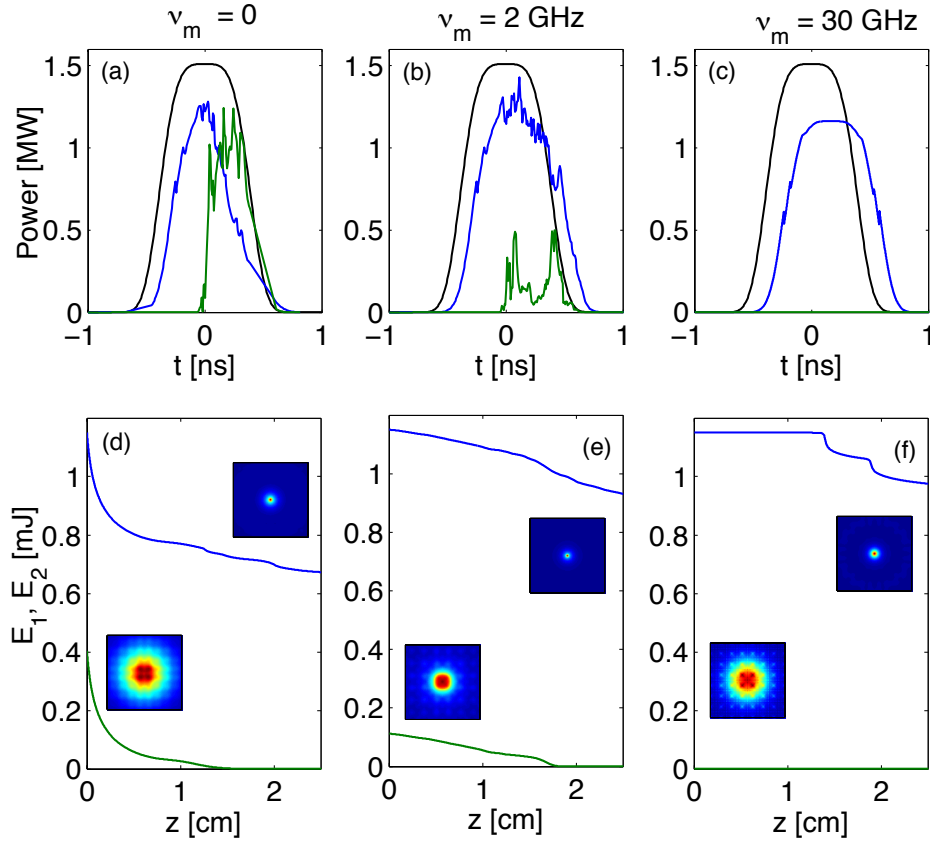


FIGURE 4.22 – Profils de puissance pour l’impulsion incidente (courbes noires), l’impulsion transmise (courbes bleues) et l’impulsion Stokes rétrodiffusée (courbes vertes) : (a) sans modulation de phase, et avec des modulations de phases (b) $\nu_m = 2$ GHz et (c) $\nu_m = 30$ GHz (la profondeur de modulation est fixée à $m = 21$). (d,e,f) montrent l’énergie partielle correspondante avec le même code couleur. Les inserts détaillent les fluences Stokes et pompe à $z = 0$ et $z = 2.5$ cm, respectivement. Les surfaces transverses ont une aire de $50 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$.

$z_c \sim 1.25$ cm sont observées. Des mesures directes des fluences rétrodiffusées, $F_2 \equiv \int I_2(x = y = z = 0, t) dt$, en entrée d’échantillon donnent la valeur ~ 11.9 mJ/cm² avec $\nu_m = 0$, 3.9 mJ/cm² avec $\nu_m = 2$ GHz, et $F_2 \simeq 1.14$ μJ/cm² avec $\nu_m = 30$ GHz. Ces valeurs de fluence se situent bien en deçà du seuil de dommages pour des impulsions nanosecondes opérant dans l’ultraviolet ($F_{th} \sim 12 - 14$ J/cm²).

Détaillant l’évolution de l’intensité maximale et de la densité plasma correspondante, la Fig. 4.23 montre que lorsqu’on ne tient pas compte des modulations de phase, une part significative de l’éner-

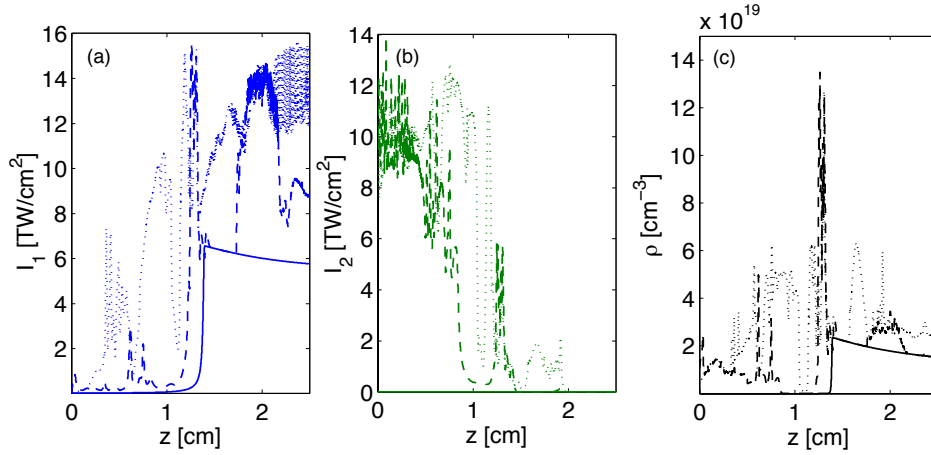


FIGURE 4.23 – (a) Intensité maximale de l’onde de pompe et (b) de l’onde Stokes opérant à 355 nm avec $w_0 = 60 \mu\text{m}$, $t_p = 0.5 \text{ ns}$ et $I_0 = 26.7 \text{ GW/cm}^2$. Les courbes bleues (vertes) correspondent aux ondes pompe (Stokes). Les courbes en tirets se réfèrent à une fréquence de modulation $\nu_m = 0$, la courbe en pointillés correspond à $\nu_m = 2 \text{ GHz}$ et la courbe pleine se réfère à $\nu_m = 30 \text{ GHz}$. (c) montre les densités plasma correspondantes (courbes noires).

gie laser incidente est rétrodiffusée. Lorsqu’une modulation de phase de fréquence $\nu_m = 2 \text{ GHz}$ est appliquée, l’énergie déplétée au profit de l’onde Stokes décroît, mais elle entretient encore une forte rétrodiffusion à l’entrée de l’échantillon [courbe en pointillé, Fig. 4.23(b)]. Avec une modulation de fréquence $\nu_m = 30 \text{ GHz}$, la diffusion Brillouin est complètement inhibée [courbe solide, Fig. 4.23(b)], la génération de plasma s’estompe près de la face d’entrée, et par conséquent les instabilités modulationnelles en découplant cessent tout autant.

La figure 4.24 montre l’évolution spatiale et temporelle des distributions d’intensité pompe et Stokes et la densité plasma générée en présence d’une modulation de phase de fréquence $\nu_m = 0$, $\nu_m = 2 \text{ GHz}$ et $\nu_m = 30 \text{ GHz}$, à la distance $z = 0.5 \text{ cm}$. Lorsque $\nu_m = 0$, l’impulsion pompe est fortement amplifiée dès les premières distances de propagation, en raison d’une forte rétrodiffusion près de la face d’entrée de l’échantillon qui tend à augmenter de manière significative la réponse plasma. Celle-ci induit en retour des instabilités temporelles dans le profil de l’onde de pompe. Avec une fréquence de modulation $\nu_m = 30 \text{ GHz}$, la diffusion Brillouin est totalement supprimée à

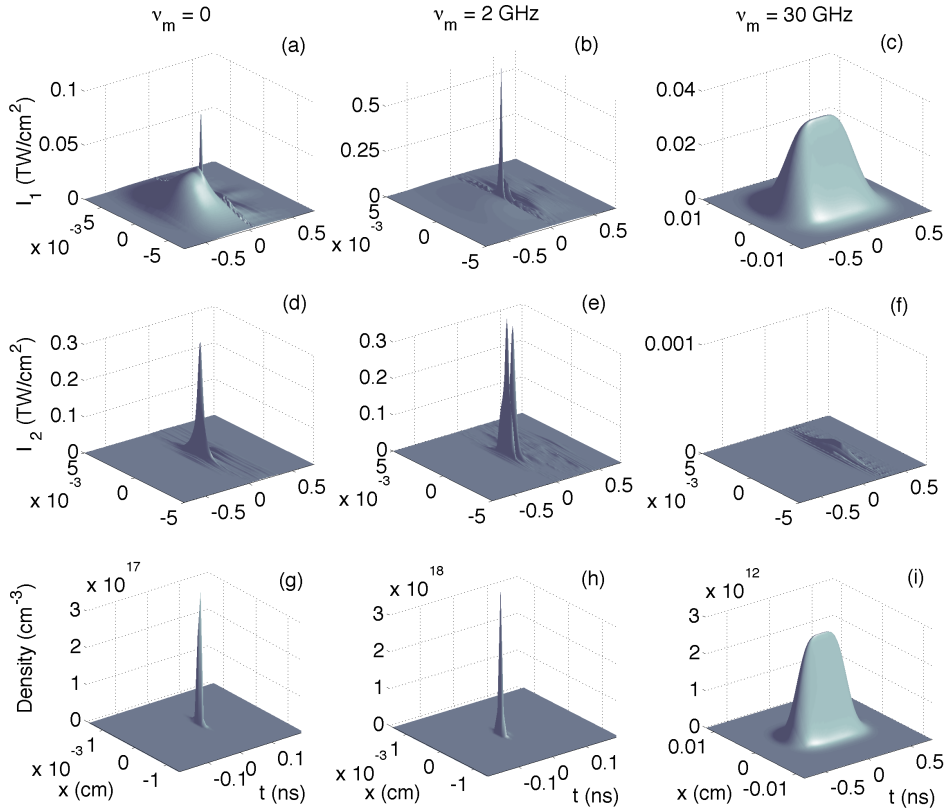


FIGURE 4.24 – (a,b,c) Profils de l’intensité pompe dans le plan (x,t) , (d,e,f) profils Stokes associés et (g,h,i) densités plasma pour différentes modulations $\nu_m = 0$ (colonne de gauche), $\nu_m = 2$ GHz (colonne du milieu) et $\nu_m = 30$ GHz (colonne de droite) à la distance $z = 0.5$ cm. Les paramètres de l’impulsion incidente sont $w_0 = 60 \mu\text{m}$, $t_p = 0.5$ ns, $\lambda_0 = 355$ nm et $I_1(0) = 26.7$ GW/cm².

l’entrée de l’échantillon, ainsi la réponse du plasma est contenue à un faible niveau [Fig. 4.24(i)] comparée au cas où $\nu_m = 0$ [Fig. 4.24(g)]. Par conséquent, la distribution de l’onde de pompe est préservée sur des temps plus longs et elle s’auto-focalise à la même distance que pour une configuration à une onde [voir Figs. 4.23(a) et (c), courbes solides]. L’onde de pompe ne perd pas son énergie par déplétion au profit de l’onde Stokes et peut ainsi atteindre la distance maximale d’auto-focalisation accessible pour une impulsion initialement gaussienne spatialement, à savoir, la distance de Marburger, $z_c \sim 1.3$ cm. Pour une impulsion modulée en phase à 2 GHz, l’auto-focalisation prématurée de l’onde de pompe à la distance $z_c \sim 0.5$ cm est déclenchée par des instabilités modulationnelles causées par une trop faible bande spectrale [86, 87].

5 Couplage filamentation-Brillouin-plasma instationnaire à deux ondes dans l'IR

Dans cette section, nous analysons la dynamique non-linéaire d'impulsions laser opérant à la longueur d'onde de $1.064 \mu\text{m}$ et faisons état des différences observées par rapport aux impulsions UV. Deux configurations d'impulsions sont discutées, une à forte intensité [$I_1(0) = 302 \text{ GW/cm}^2$], l'autre à une intensité pompe plus modérée [$I_1(0) = 162 \text{ GW/cm}^2$]. Cette dernière configuration nous permettra de tester l'efficacité des modulations de phase pour supprimer la rétrodiffusion Brillouin et les instabilités plasma dans l'infrarouge.

Les simulations présentées ont été réalisées à l'aide du code SBS_3D, en utilisant une résolution de $\Delta x = \Delta y = 1.87 \mu\text{m}$, $\Delta z = 1.5 \mu\text{m}$ et $\Delta t = 7.5 \text{ fs}$. L'étude précédente consacrée à des impulsions dans l'UV a nécessité deux fois plus de points dans le plan (x, y) . Dans l'infrarouge, ces contraintes de résolution peuvent être allégées, étant donné que la taille minimale d'un filament, w_{fil} , est espérée croître linéairement avec la longueur d'onde (en effet à partir de l'Éq. 2.82, l'équilibre entre l'effet Kerr et la diffraction conduit à : $\frac{1}{2k_0 w_f^2} \sim \frac{\omega_0}{c} n_2 I_{\text{Max}}$).

5.1 Impulsions pompe non modulées en phase

Configuration à une onde

Commençons par examiner la propagation d'une impulsion IR sans modulation de phase. Nous choisissons de nouveau une impulsion gaussienne en espace et de taille transverse $w_0 = 60 \mu\text{m}$ et supergaussienne en temps et de largeur temporelle à mi-hauteur (FWHM) égale à 0.77 ns . En raison d'un plus faible indice Kerr n_2 et d'une largeur Brillouin plus petite $\Gamma_B = 2/\tau_B$ (voir table 2.2 du chapitre 2), le déclenchement de l'auto-focalisation et l'amplification d'une composante Stokes sur quelques cm de propagation dans la silice nécessitent une augmentation de la puissance initiale et de l'intensité par un facteur au moins égal à 3. Accéder à des puissances incidentes proches de 4 fois la puissance critique requiert des intensités excédant 300 GW/cm^2 . La configuration à une seule onde d'intensité $I_1(0) = 302 \text{ GW/cm}^2$ ($P_{\text{in}} \simeq 4P_{\text{cr}}$) conduit alors à une distance d'auto-focalisation proche de 0.5 cm . Comparée à une impulsion UV, la distance d'auto-focalisation est réduite d'un facteur ~ 3 , ce qui est justifié par la diminution en

proportion de la longueur de Rayleigh.

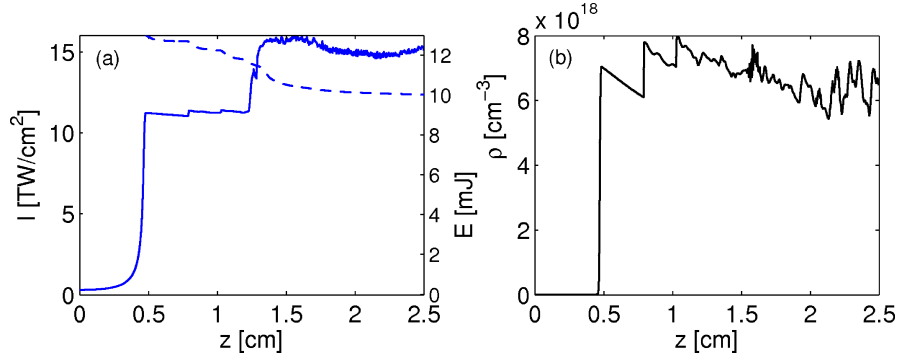


FIGURE 4.25 – (a) Intensité maximale (ordonnée de gauche, courbe solide) et variation d'énergie (ordonnée de droite, courbe en tirets) pour une seule onde à $\lambda_0 = 1.064 \mu\text{m}$ avec $w_0 = 60 \mu\text{m}$, $t_p = 0.5 \text{ ns}$ ($I_0 = 302 \text{ GW}/\text{cm}^2$, $g_0 = 0$); (b) montre la densité plasma correspondante.

Cette propriété est confirmée par la Fig. 4.25(a), qui montre l'intensité maximale d'une impulsion pompe ne subissant pas d'effet Brillouin. L'énergie dissipée par cette onde est uniquement causée par de l'absorption multiphotonique (courbe en tirets) et la densité plasma associée [Fig. 4.25(b)]. Deux observations peuvent être faites. La première concerne l'intensité plus élevée en régime d'auto-focalisation, qui atteint $11 \text{ TW}/\text{cm}^2$ au cours de la première phase de propagation ($z < 1.4 \text{ cm}$), s'apparentant au niveau d'intensité attendu pour des impulsions nanosecondes. Cette première phase est suivie par une augmentation de l'intensité du faisceau jusqu'à $16 \text{ TW}/\text{cm}^2$, qui suggère une dynamique d'impulsion ultracourte. La Figure 4.25(b) montre la densité plasma, qui n'atteint que $\sim 8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Ces comportements sont représentatifs de l'ionisation aux grandes longueurs d'onde, pour lesquelles il est beaucoup plus difficile d'ioniser que dans le domaine ultraviolet. En effet ici 8 photons sont requis pour passer de la bande de valence à la bande de conduction, alors qu'il ne faut que 3 photons dans l'UV. Avec une section efficace plus petite (voir table 2.2), l'ordre de grandeur de l'intensité de filamentation dans l'IR évalué à partir de l'Éq. (4.30) est $\simeq 8.83 \text{ TW}/\text{cm}^2$ lorsque nous assumons une défocalisation plasma efficace sur une picoseconde. Pour une action plasma réduite au temps de recombinaison électronique, i.e., $\Delta t = 150 \text{ fs}$, I_{Max} augmente pour atteindre $I_{\text{Max}} = 11.6 \text{ TW}/\text{cm}^2$ à $1.064 \mu\text{m}$. Autrement dit, une section efficace d'ionisation multiphotonique beaucoup plus petite conduit à des niveaux de saturation en intensité plus élevés dans l'IR, i.e., des intensités plus élevées sont nécessaires pour générer du

plasma aux grandes longueurs d'ondes. Les pertes relatives d'énergie dans l'IR peuvent être plus importantes que celles des faisceaux opérant dans l'UV. Moins d'électrons libres sont produits sur des durées d'impulsion d'1 picoseconde, avec $\rho_{\text{Max}} \simeq \Delta t \sigma_K I_{\text{Max}}^K \rho_{\text{nt}}$ de l'ordre de $6.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ dans l'IR.

Les figures 4.26(a,b,c) illustrent les phases d'évolution typique du profil spatio-temporel d'une impulsion de 302 GW/cm^2 en fonction de z . Nous retrouvons la structure à deux pics qui caractérise l'équilibre quasi-stationnaire entre l'ionisation multiphotonique et l'auto-focalisation Kerr pour une seule onde. Cette structure promeut une seconde parabole, plus étroite dans le plan (t, z) lorsque $z \sim 1 \text{ cm}$. À $z \simeq 2 \text{ cm}$, le profil de l'impulsion se casse en plusieurs pics courts, ce qui signale que l'impulsion entre en régime de propagation ultracourte, via des instabilités plasma [Fig. 4.26(d,e,f)]. Aux premières distances de propagation, le diamètre de l'impulsion est $\phi_p \simeq 7.5 \mu\text{m}$, ce qui est 3 fois le diamètre d'un filament dans l'UV, comme attendu. Les pics plasma correspondants atteignent leur valeur maximale pour des diamètres effectifs de l'ordre de $3.75 \mu\text{m}$.

Comportement à deux ondes

Lorsque les termes Brillouin sont pris en compte ($g_0 \neq 0$), nous retrouvons la génération de plasma prématurée, conséquence d'une forte onde Stokes qui est amplifiée au delà de 10 TW/cm^2 près de la face d'entrée de l'échantillon (voir Fig. 4.27). Par comparaison avec les Figs. 4.13(c,d), une quantité plus grande d'électrons libres est produite sur 2.5 cm d'échantillon dans l'UV que dans l'IR. La superposition des intensités pompe et Stokes est en effet nécessaire pour atteindre un niveau de densité plasma comparable.

Comme montré en Fig. 4.27, la distance d'auto-focalisation de l'onde de pompe est assez proche de la face d'entrée du matériau. Prendre en compte des intensités pompe plus faibles et des épaisseurs d'échantillon plus petites permet de retarder le point d'auto-focalisation et de limiter la déplétion de l'impulsion pompe au profit de l'onde rétrodiffusée. Un cas de référence pour une seule onde est montré sur la Fig. 4.28 détaillant l'auto-focalisation d'une impulsion pompe avec une intensité environ égale à la moitié de la précédente (162 GW/cm^2 , $P_{\text{in}} \simeq 2P_{\text{cr}}$). Ici, le bruit numérique local et l'intensité initiale ne sont pas suffisants pour déclencher des instabilités.

En présence d'effet Brillouin ($g_0 \neq 0$), une rétrodiffusion efficace

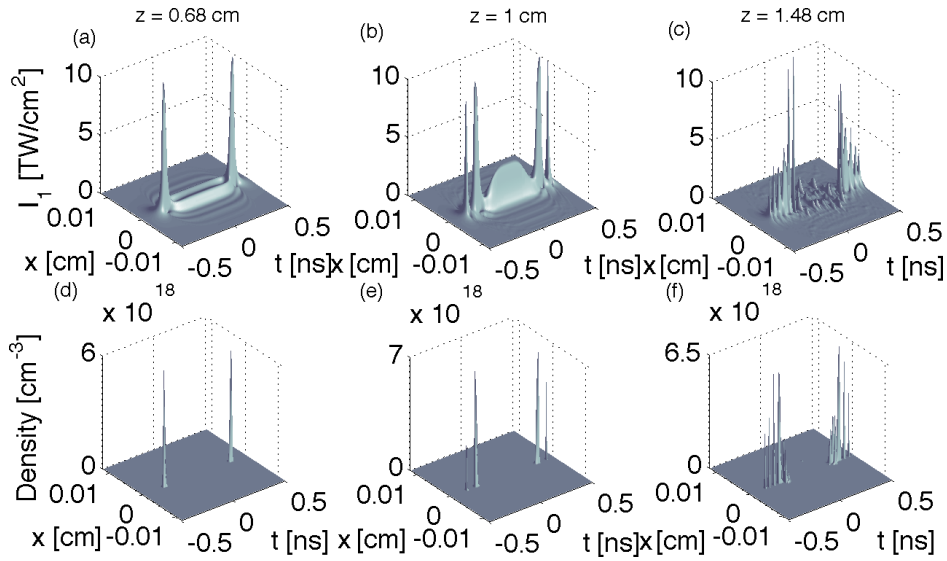


FIGURE 4.26 – (a,b,c) Profils d'intensité de l'onde IR [Fig. 4.25] à différentes distances z . Cette figure montre l'apparition d'une structure à deux pics résultant d'une défocalisation en régime de propagation nanoseconde (première parabole), puis la formation d'une parabole secondaire, qui finalement se scinde en plusieurs pics de durée picoseconde à cause de l'instabilité plasma. (d,e,f) Profils plasma correspondants.

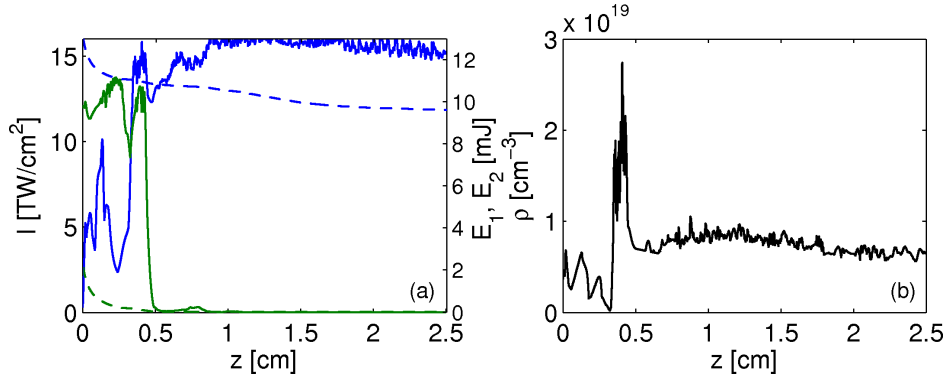


FIGURE 4.27 – (a) Intensité maximale (ordonnée de gauche, courbe solide) et variation d'énergie (ordonnée de droite, courbe en tirets) pour une impulsion initialement gaussienne avec $\lambda_0 = 1.064 \mu\text{m}$, $w_0 = 60 \mu\text{m}$, $t_p = 0.5 \text{ ns}$, qui s'auto-focalise sur $L = 2.5 \text{ cm}$ de silice ($I_0 = 302 \text{ GW/cm}^2$, $g_0 \neq 0$) et prenant en compte l'effet Brillouin. La courbe bleue (verte) correspond à l'onde de pompe (onde Stokes). (b) Densité plasma correspondante.

prend place sur une épaisseur de 2 cm (Fig. 4.29). De nouveau, une instabilité précoce amène à une amplification de l'onde de pompe. Une réponse plasma stationnaire, à l'opposé, régularise l'impulsion sur ces premières distances de propagation.

En régime instationnaire, des instabilités plasma se développent près de la face d'entrée, forçant le faisceau pompe à diverger dès ses premières distances de propagation. Comme nous le montrons sur les Figs. 4.30(a,b), de telles instabilités cassent l'homogénéité du profil de l'onde de pompe et elles sont nourries par l'onde rétrodiffusée [voir Figs. 4.30(d,e)]. Les réponses plasma correspondantes sont illustrées sur les Figs. 4.30(g,h). En considérant un plasma stationnaire (courbes claires dans la Fig. 4.29), nous observons que les intensités des ondes pompe et Stokes près de la face d'entrée sont clairement plus faibles que celles avec une réponse plasma dynamique [comparer les Fig. 4.30 et Fig. 4.31]. Même avec un faible niveau de plasma ($\sim 2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$), nous avons vérifié que dans l'intervalle longitudinal $z < 0.5$ cm, des modes instables excités par un plasma dynamique peuvent se développer avec un taux de croissance significatif $\lambda_+ \sim 0.1 \text{ cm}^{-1}$ dès que l'intensité de l'onde de pompe est de l'ordre de 1 TW/cm^2 alors que R_S excède l'unité (e.g., $R_S = 5$), comme illustrée par la Fig. 4.32.

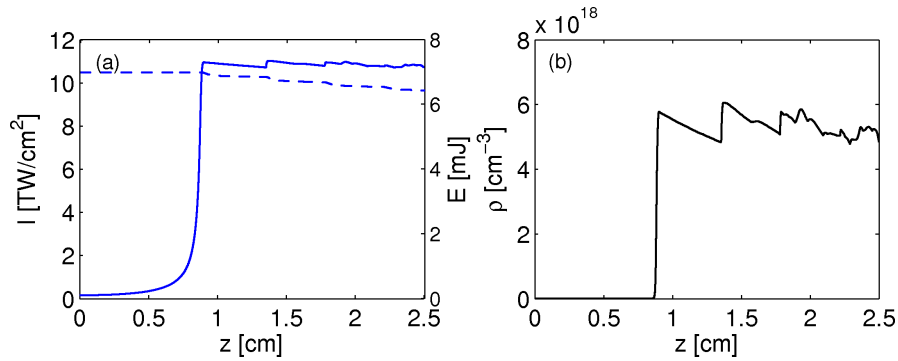


FIGURE 4.28 – (a) Intensité maximale (ordonnée de gauche, courbe solide) et variation d'énergie (ordonnée de droite, courbe en tirets) pour une seule onde gaussienne avec $\lambda_0 = 1.064 \mu\text{m}$, $w_0 = 60 \mu\text{m}$, $t_p = 0.5$ ns, $I_0 = 162 \text{ GW/cm}^2$ et $g_0 = 0$. (b) Densité plasma correspondante.

5.2 Impulsions infrarouges modulées en phase

Nous avons précédemment rappelé que quelle que soit la valeur de l'intensité initiale de l'onde de pompe, il existe en principe toujours une largeur de bande spectrale critique promue au-delà de la-

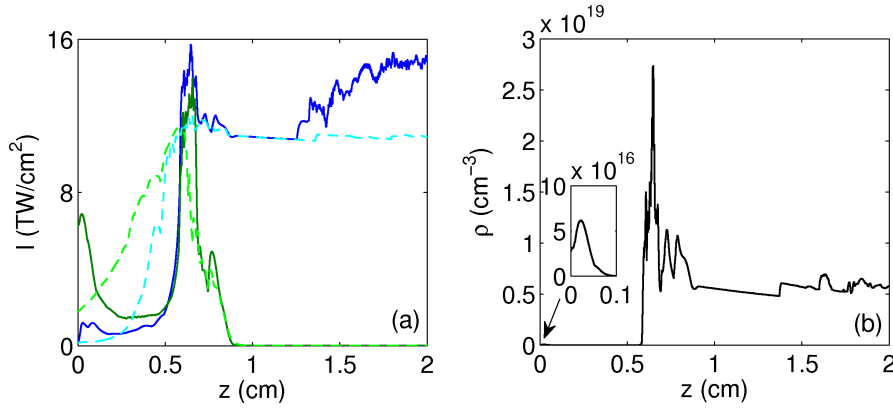


FIGURE 4.29 – (a) Intensité maximale pour une impulsion initialement gaussienne avec $\lambda_0 = 1.064 \mu\text{m}$, $w_0 = 60 \mu\text{m}$, $t_p = 0.5 \text{ ns}$, qui s’auto-focalise dans 2 cm de silice ($I_0 = 162 \text{ GW}/\text{cm}^2$, $g_0 \neq 0$) et avec effet Brillouin. Les courbes bleues foncées (réponse plasma dynamique) et bleues claires (plasma stationnaire) se réfèrent à l’onde de pompe. Les courbes vertes foncées et vertes claires correspondent à l’onde Stokes associée. (b) Densité plasma correspondant au cas dynamique. L’insert montre un zoom de la densité plasma aux premières distances de propagation.

quelle l’onde Stokes peut être supprimée de manière radicale par des modulations de phase. Les figures 4.33(a,b) montrent le profil de puissance de l’onde de pompe initiale (courbe noire), celui de l’onde de pompe en sortie d’un échantillon de silice après 2 cm de propagation (courbe bleue) et celui de l’onde Stokes en face d’entrée de l’échantillon (courbe verte) pour l’impulsion IR à $2P_{\text{cr}}$ [$I_1(0) = 162 \text{ GW}/\text{cm}^2$]. Sur la base de la Fig. 3.3 du Chapitre 3, une rapide estimation aux niveaux d’intensité $\sim 160 \text{ GW}/\text{cm}^2$ suggère qu’une largeur de bande spectrale d’environ 3000 GHz est requise pour inhiber totalement la rétrodiffusion Brillouin. En utilisant une profondeur de modulation $m = 21$, une fréquence de modulation $\nu_m = 72 \text{ GHz}$ est en principe suffisante. Parce que la valeur de m dépend de la longueur de l’onde laser $m \sim 1/\lambda_0$ [21], nous avons aussi testé un nombre de modes plus petit ($m = 7$). Avec une profondeur de modulation $m = 7$, une fréquence de modulation de 214 GHz est nécessaire pour avoir une largeur de bande spectrale supérieure à la largeur de bande critique. Les Figs. 4.33(b),(c) montrent clairement que l’onde rétrodiffusée dans le domaine infrarouge peut ainsi être de nouveau supprimée. Les figures 4.33(d,f) illustrent les différences sur les pertes d’énergie partielle. Sans modulation de phase l’énergie de l’onde de pompe décroît en cédant une partie de son contenu à l’onde Stokes sur de courtes dis-

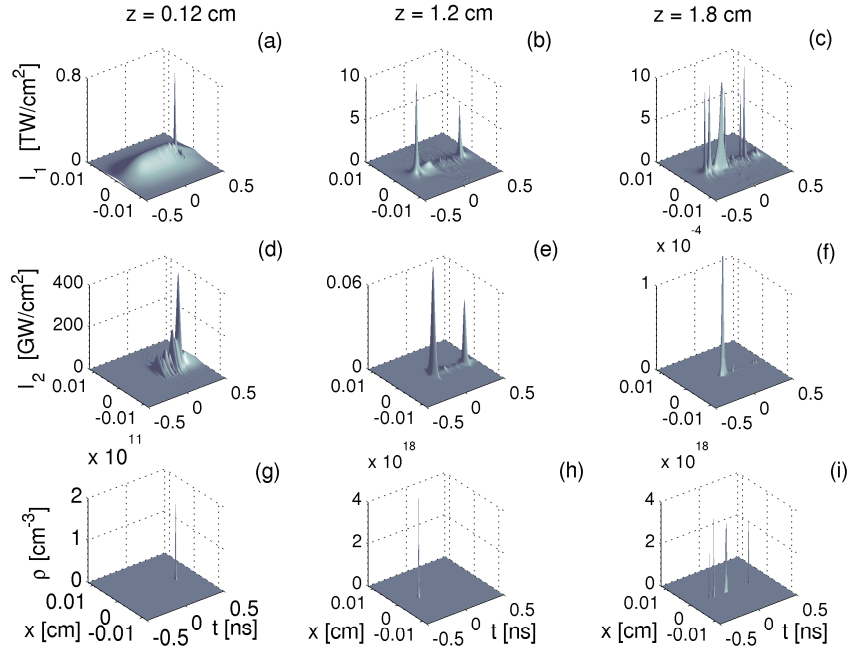


FIGURE 4.30 – (a,b,c) Profils d'intensité pompe (réponse plasma dynamique) de la Fig. 4.29 à différentes distance de propagation montrant des instabilités qui apparaissent dès les premières distances de propagation. (d,e,f) Profils d'intensité Stokes. (g,h,i) Profils de densité plasma correspondante.

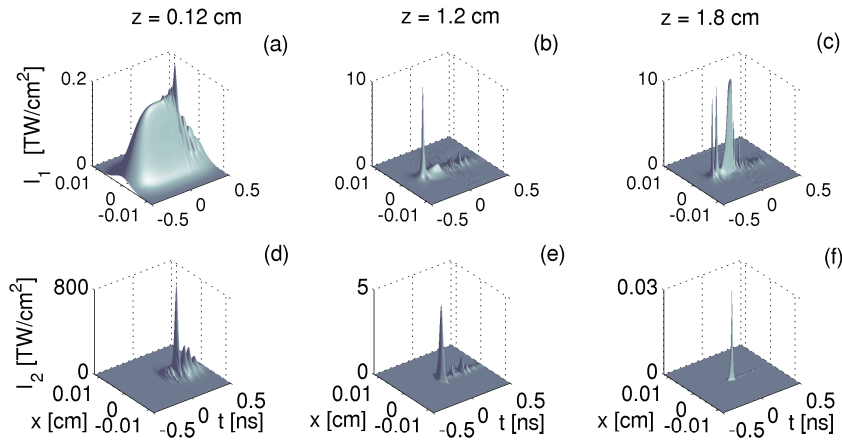


FIGURE 4.31 – (a,b,c) Profils d'intensité pompe de la Fig. 4.29 à différentes distance de propagation mais pour un plasma stationnaire. (d,e,f) Profils d'intensité Stokes.

tances de propagation. Lorsque l'onde Stokes est supprimée, la perte d'énergie est alors due seulement à l'absorption multiphotonique qui

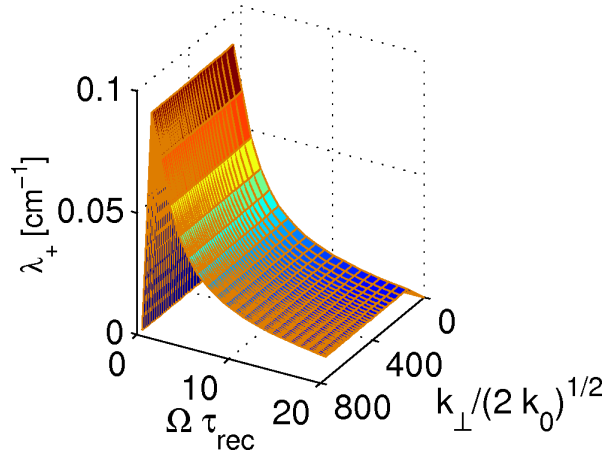


FIGURE 4.32 – Taux de croissance λ_+ [cm^{-1}] dans le plan $(k_\perp/\sqrt{2k_0}, \Omega\tau_{rec})$ pour $\lambda_0 = 1064 \text{ nm}$, $w_0 = 60 \text{ }\mu\text{m}$ et $I_{1s} \equiv I_0 = 1 \text{ TW/cm}^2$ avec $R_S = I_{2s}/I_{1s} = 5$.

affecte l'onde de pompe lors de la génération de plasma. Les profils de fluence montrés en insert révèlent une fluence rétrodiffusée de 25 mJ/cm^2 sans modulation de phase (le seuil de dommages en fluence pour une impulsion dans l'IR est $F_{th} \sim 25 - 30 \text{ J/cm}^2$), et de seulement $\sim 2.5 \times 10^{-9} \text{ mJ/cm}^2$ et $\sim 7.9 \times 10^{-8} \text{ mJ/cm}^2$ avec une modulation de phase de 72 GHz et 214 GHz, respectivement.

La figure 4.34 illustre l'évolution de l'intensité pompe et celle de l'onde Stokes, séparément, avec leur densité plasma lorsqu'une largeur de bande spectrale suffisamment large est employée. Nous observons que la distance de Marburger pour une seule onde gaussienne qui s'auto-focalise se retrouve pour les cas où la rétrodiffusion Brillouin stimulée est totalement supprimée (comparer avec Fig. 4.28). Nous retrouvons le même scénario décrit précédemment, i.e., avec une large bande spectrale, l'onde rétrodiffusée est supprimée à l'entrée de l'échantillon du hublot de silice, et l'homogénéité du profil de l'onde pompe est préservée. Enfin, l'onde pompe suit la même dynamique que celle d'une seule onde. Nous retrouvons la structure à deux pics caractérisant l'équilibre quasi-stationnaire entre l'ionisation multiphotonique et l'auto-focalisation par effet Kerr et la formation de paraboles secondaires. Les profils spatio-temporels sont illustrés dans les Figs. 4.35, 4.36 et 4.37. Ils mettent de nouveau en avant le parfait accord avec la dynamique développée par une seule onde en régime de propagation nanoseconde lorsque l'effet Brillouin est efficacement supprimé.

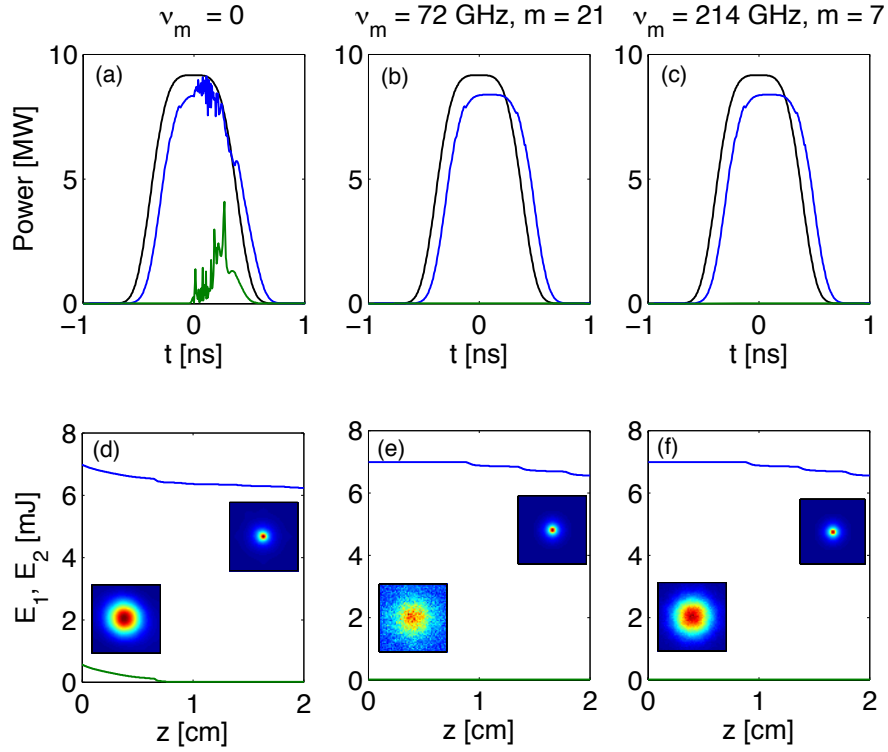


FIGURE 4.33 – Distribution de puissance d’une impulsion gaussienne avec $w_0 = 60 \mu\text{m}$, $t_p = 0.77$ ns et $I_1(0) = 162 \text{ GW/cm}^2$ (a) sans modulation de phase, (b) avec une modulation de phase $\nu_m = 72$ GHz et une profondeur de modulation $m = 21$, (c) avec $\nu_m = 214$ GHz et profondeur de modulation $m = 7$. La courbe noire est la puissance entrant dans un échantillon de silice de 2 cm d’épaisseur ; la courbe bleue représente la puissance de l’onde de pompe en sortie d’échantillon et la courbe verte est la puissance de l’onde Stokes en entrée d’échantillon. (d,e,f) Variations des énergies partielles, (d) sans modulation de phase (e,f) avec modulation de phase. Les inserts montrent les profils de fluence de l’onde de pompe à $z = 2$ cm et de l’onde Stokes à $z = 0$ sur une surface de $50 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$.

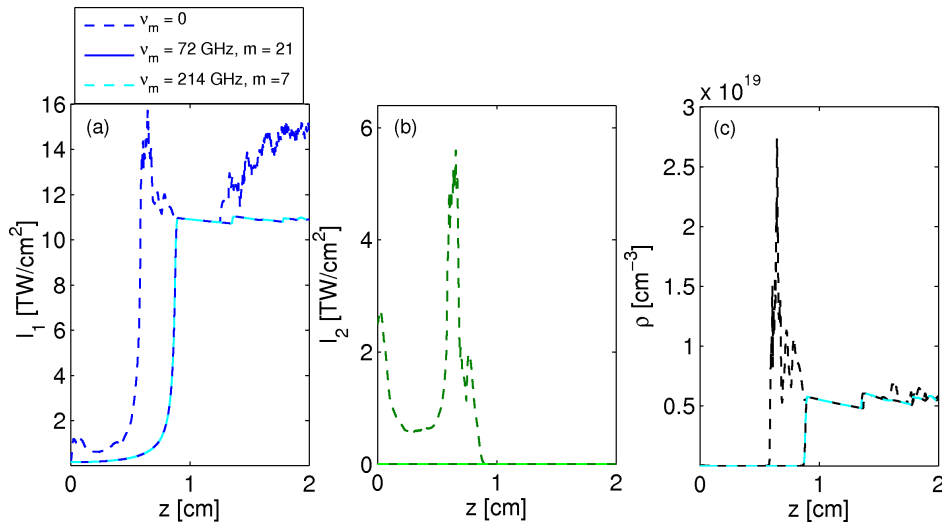


FIGURE 4.34 – (a) Intensité maximale de l’onde de pompe, (b) de l’onde Stokes et (c) densité d’électrons de l’impulsion simulée dans la Fig. 4.33. Les courbes bleues pleines et claires en tirets représentent les cas avec $\nu_m = 72$ GHz ($m = 21$) et $\nu_m = 214$ GHz ($m = 7$), respectivement. Les courbes bleues foncées se réfèrent au cas sans modulation de phase. La courbe bleue claire représente le cas avec une modulation de phase $\nu_m = 214$ GHz.

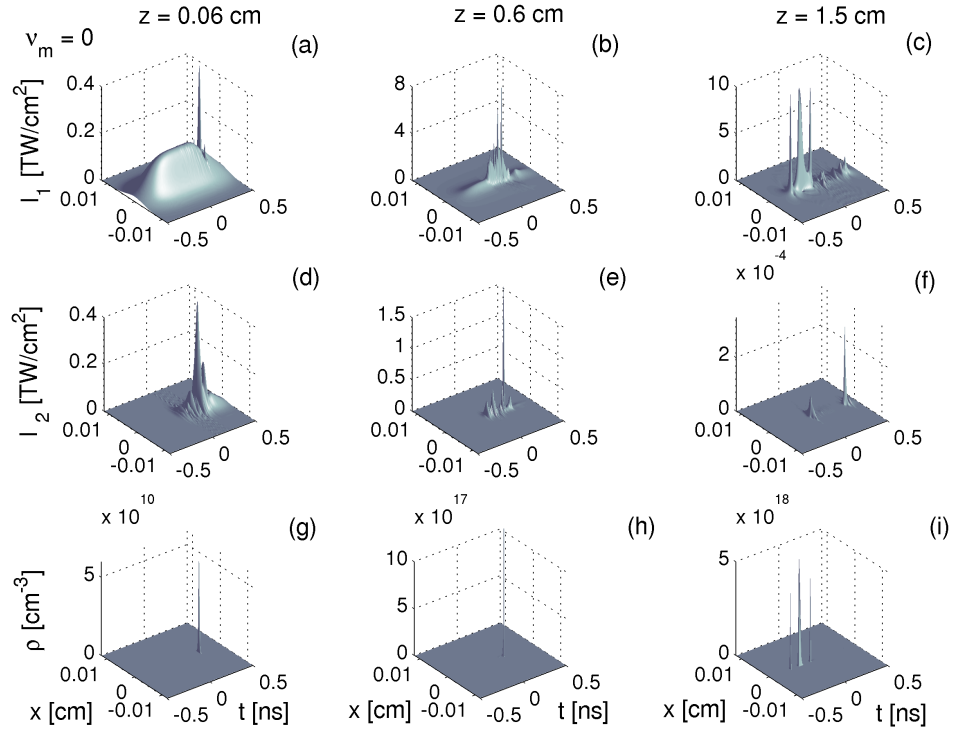


FIGURE 4.35 – (a,b,c) Profils du faisceau pompe dans le plan (x, t) sans modulation de phase ($v_m = 0$) aux distances de propagation $z = 0.06$ cm (gauche), $z = 0.6$ cm (milieu), et $z = 1.5$ cm (droite). (d,e,f) Ondes Stokes associées et (g,h,i) densités plasma. Les paramètres de l'impulsion incidente sont $w_0 = 60 \mu\text{m}$, $t_p = 0.5$ ns, $\lambda_0 = 1064$ nm et $I_1(0) = 162 \text{ GW/cm}^2$ [$P_1(0) = 2P_{\text{cr}}$].

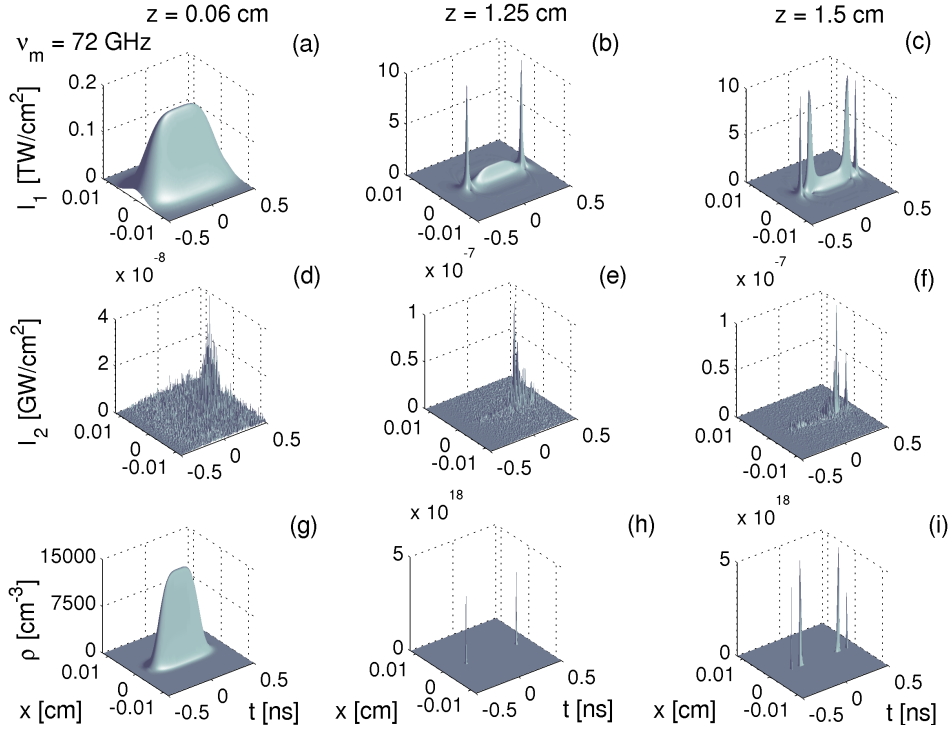


FIGURE 4.36 – (a,b,c) Profils du faisceau pompe dans le plan (x, t) avec une modulation de phase de fréquence $\nu_m = 72$ GHz et une profondeur de modulation $m = 21$, aux distances de propagation $z = 0.06$ cm (gauche), $z = 1.25$ cm (milieu), et $z = 1.5$ cm (droite). (d,e,f) Ondes Stokes associées et (g,h,i) densités plasma. Les paramètres de l'impulsion incidente sont $w_0 = 60 \mu\text{m}$, $t_p = 0.5$ ns, $\lambda_0 = 1064$ nm et $I_1(0) = 162 \text{ GW/cm}^2$ [$P_1(0) = 2P_{\text{cr}}$].

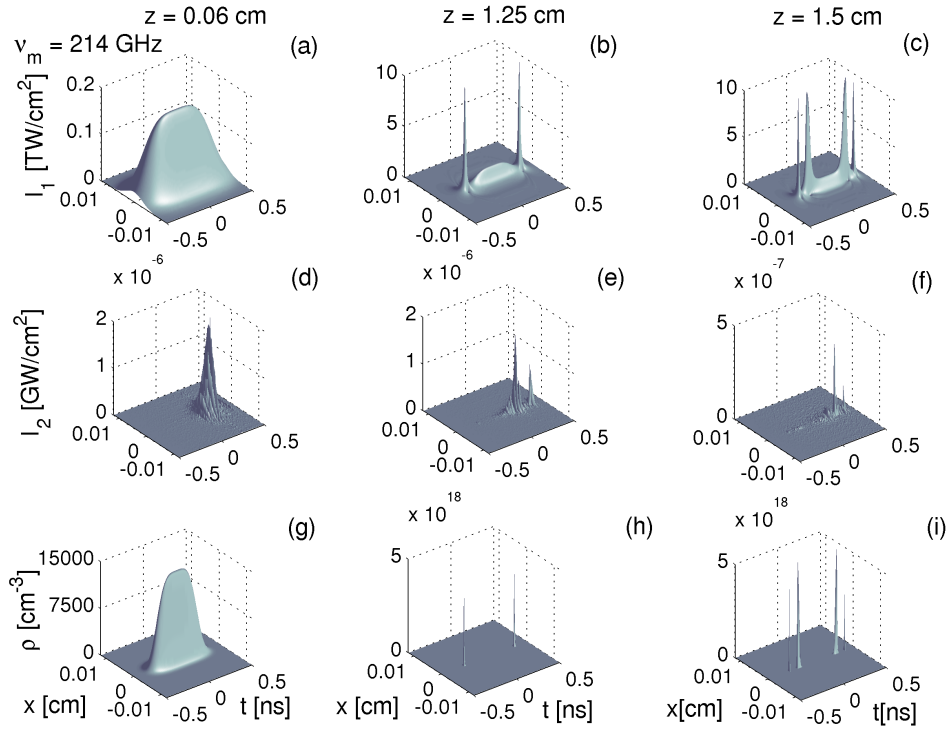


FIGURE 4.37 – (a,b,c) Profils du faisceau pompe dans le plan (x, t) avec une modulation de phase de fréquence $\nu_m = 214$ GHz et une profondeur de modulation $m = 7$, aux mêmes distances de propagation qu'en Fig. 4.36. (d,e,f) Ondes Stokes associées et (g,h,i) densités plasma. Les paramètres de l'impulsion incidente sont $w_0 = 60 \mu\text{m}$, $t_p = 0.5$ ns, $\lambda_0 = 1064$ nm et $I_1(0) = 162 \text{ GW/cm}^2$ [$P_1(0) = 2P_{\text{cr}}$].

6 Etude de la robustesse de la modulation de phase en présence d'un bruit aléatoire

La problématique restante est celle de la robustesse des précédentes modulations de phase en présence de fluctuations d'amplitude dans le profil de l'onde de pompe laser. De telles fluctuations pourraient être induites par un bruit local à la sortie de la source laser par des techniques de lissage classique produisant des figures de « speckle » qui affectent de manière stochastique l'intensité moyenne de l'onde de pompe. Nous pouvons nous interroger si l'impact de telles perturbations peut altérer l'efficacité des modulations de phase. Afin de répondre à cette question, nous répétons nos simulations avec une onde de pompe opérant à 355 nm, modulée en phase avec une fréquence de 30 GHz et une profondeur $m = 21$, mais perturbée initialement par un bruit aléatoire d'1% en amplitude. Nous faisons la même chose dans le domaine infrarouge à 1.064 μm avec une fréquence $\nu_m = 214$ GHz et une profondeur de modulation $m = 7$.

La figure 4.38 montre les profils de puissance des ondes pompe et Stokes prenant en compte les configurations mentionnées précédemment. Nous observons clairement que l'onde Stokes croît de nouveau, simplement à cause du bruit initial dans le profil temporel de l'onde de pompe à la fois dans l'ultraviolet et dans l'infrarouge. Il est important de noter que la fluence rétrodiffusée est maintenant en mesure d'atteindre $\sim 12 \text{ J/cm}^2$ à 355 nm (respectivement 0.6 J/cm^2 à 1.064 μm), approchant dangereusement les seuils de dommages. La même information peut être déduite à partir des énergies pompe et Stokes car l'onde de pompe perd une part significative de son énergie au profit de l'onde Stokes par effet Brillouin. Concernant les intensités maximales, la Fig. 4.38(e,f) montre une forte onde rétrodiffusée qui s'accompagne d'instabilité prématurée reculant le foyer non-linéaire sur l'axe de propagation et induisant une augmentation des niveaux d'intensités. Cette propriété se retrouve pour une impulsion pompe initialement perturbée en amplitude et opérant dans l'infrarouge.

Une impulsion qui présente des fluctuations initiales, même de faibles niveaux d'amplitude, est donc en mesure de casser l'efficacité des modulations de phase, de déclencher à nouveau des instabilités au cours de la propagation et de rétrodiffuser une part significative de l'énergie laser.

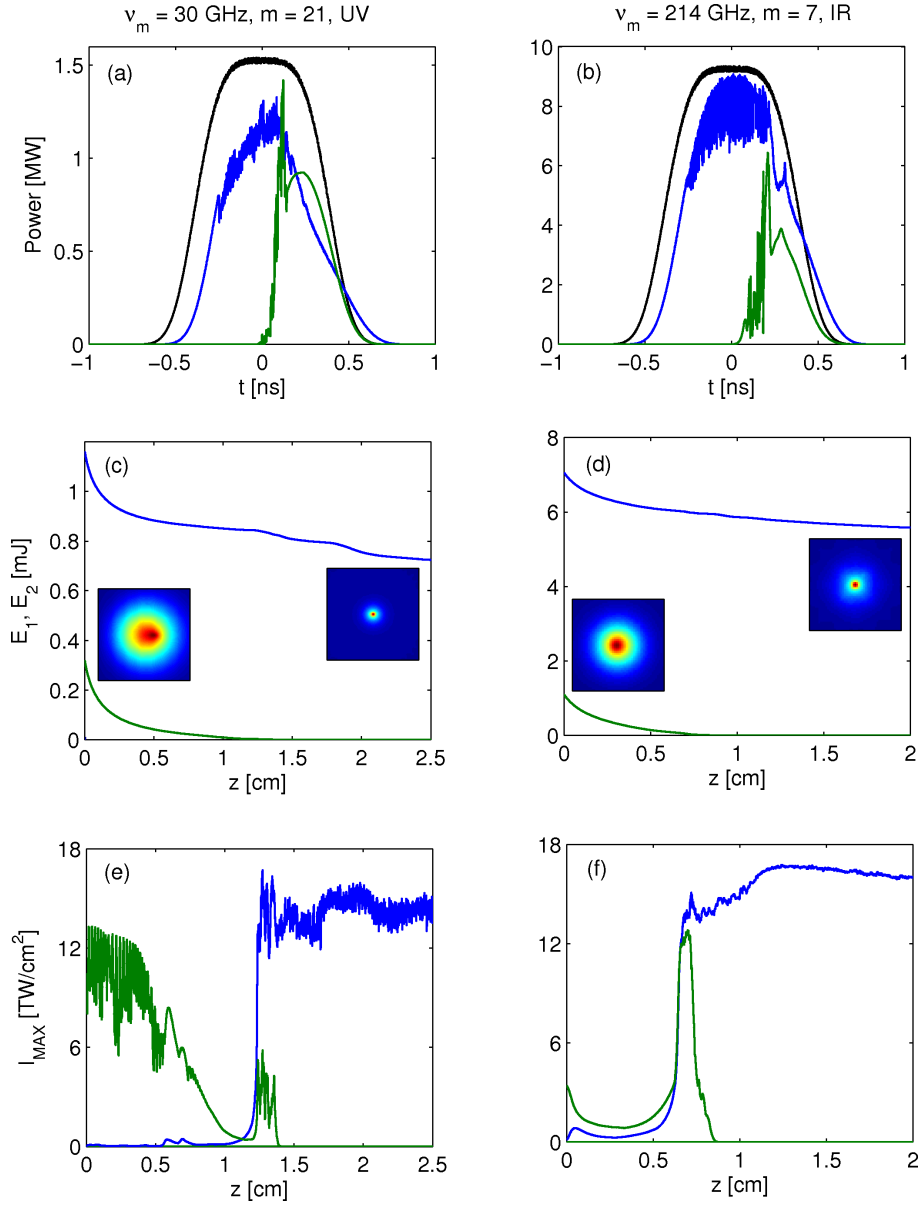


FIGURE 4.38 – (a,b) Profils de puissance pour des impulsions opérant dans les domaines UV et IR détaillés dans les Figs. 4.22(c) et 4.33(c), respectivement, mais affectées par 1% de bruit aléatoire en amplitude. (c,d) Variation des énergies partielles et profils de fluence de l’onde Stokes à $z = 0$ et $z = 2$ cm. Les fluences transverses ont une aire de $50 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ dans le plan (x, y) . (e,f) Intensités de l’onde de pompe (courbes bleues foncées) et Stokes (courbes vertes foncées).

7 Conclusion

En résumé, nous avons étudié le couplage entre la filamentation Kerr, la rétrodiffusion Brillouin stimulée et la génération de plasma pour des impulsions nanosecondes se propageant dans la silice. Nous avons examiné l'effet d'une réponse plasma dynamique sur la filamentation des ondes pompe et Stokes, dans l'ultraviolet et l'infrarouge. La réponse plasma prend en compte les effets d'ionisation multiphonique et de recombinaison électronique. Nous rapportons l'apparition d'instabilités modulationnelles due à l'action du plasma instationnaire après un régime d'équilibre quasi-stationnaire entre l'auto-focalisation Kerr et la défocalisation plasma, lorsque les impulsions ne sont pas l'objet de perturbations externes. La phase d'instabilité a été expliquée au moyen d'une analyse de stabilité de type onde plane, relevant l'existence de modes temporels instables, dont la fréquence optimale est proche de l'inverse du temps de recombinaison électronique. Confirmée par une étude numérique, ces instabilités se développent à partir de la compression Kerr de l'impulsion en régime d'auto-focalisation. Elles proviennent de la durée de vie finie du plasma sur laquelle la région la plus focalisée de l'impulsion initialement de durée nanoseconde tend à se scinder. Cette instabilité promeut la production de pics de très courte durée dans le profil de l'impulsion. Ainsi, une impulsion initialement nanoseconde entre dans un régime de propagation femtoseconde. En présence de petites fluctuations temporelles, la phase quasi-stationnaire disparaît et l'impulsion entre directement dans un régime de filamentation ultracourt durant sa première phase d'auto-focalisation. Et ce, à cause des instabilités plasma dynamiques.

En prenant en compte l'effet Brillouin, nous mesurons une forte rétrodiffusion lorsque l'impulsion pompe se propage sur quelques cm de silice. Compte tenu des perturbations induites par les ondes acoustiques et le processus de diffusion Brillouin, la filamentation de l'impulsion pompe adopte une dynamique ultracourte sans qu'il soit nécessaire de rajouter un bruit externe. La différence capitale avec une configuration à une onde est que les instabilités plasma prennent naissance dès les premières distances de propagation, car la densité plasma est aussi excitée dans la partie arrière de l'impulsion par des ondes Stokes qui atteignent leur intensité maximale en face d'entrée de l'échantillon. En retour, ce comportement a pour effet de déstabiliser l'onde de pompe qui atteint des niveaux d'intensité élevés dès les premières distances de propagation. L'existence de telles instabilités

plasma apparaissant sur des temps courts (temps de recombinaison électronique) a été de nouveau justifiée par une analyse de stabilité pour deux ondes planes.

Afin de supprimer ces sources de dommages, des modulations de phase cassant l'impulsion pompe initiale en un train d'impulsions de durée picoseconde ont été utilisées, permettant ainsi de ne pas exciter les ondes acoustiques à l'origine de la rétrodiffusion Brillouin. Nous avons démontré ici que les modulations de phase peuvent encore réduire significativement les niveaux de fluence même avec une réponse plasma dynamique du matériau. De grandes profondeurs de modulations associées à une fréquence de modulation suffisamment large permettent alors de supprimer la rétrodiffusion Brillouin. Dans ce cas, à la fois l'onde rétrodiffusée et la forte contribution plasma s'annulent, ce qui permet de préserver l'homogénéité du profil de l'impulsion pompe. Cependant, nous devons garder à l'esprit que de petites fluctuations aléatoires dans le profil de l'impulsion laser peuvent altérer l'action des modulations de phase en causant une augmentation de la rétrodiffusion Brillouin, ce qui a pour effet in fine de limiter l'efficacité de cette technique de lissage en régime d'auto-focalisation.

En résumé, ce travail fournit, au meilleur de nos connaissances, la première étude numérique du couplage d'impulsions nanosecondes en présence d'une réponse plasma dynamique dans les solides. Il démontre que la génération de plasma induite par filamentation des ondes optiques contribue à augmenter le niveau d'instabilités potentielles lorsque des impulsions longues se propagent dans un milieu Kerr. Cependant, l'utilisation d'impulsions à large bande peut encore être un moyen efficace pour supprimer non seulement la rétrodiffusion Brillouin stimulée, mais aussi les instabilités dues à la nature dynamique du plasma, pourvu que les impulsions laser soit suffisamment « propres ».

Nos résultats complètent ceux publiés dans les Réfs. [85–87], où des modulations de phase ont été employées afin de supprimer la rétrodiffusion Brillouin pour des impulsions qui initialement ne présentent pas un bruit aléatoire dans leur profil temporel. Dans la Réf. [85], il a été montré qu'une largeur spectrale de 100 GHz produit des instabilités modulationnelles qui raccourcissent la distance d'auto-focalisation de l'onde de pompe et amplifie l'onde rétrodiffusée. Dans la Réf. [86, 87], une suppression efficace de la rétrodiffusion Brillouin stimulée a été réalisée en utilisant une largeur spectrale plus large. Ici, nous nous sommes intéressés à l'action d'une réponse plasma dynamique. Nous démontrons qu'en présence de rétrodiffusion Brillouin, une réponse plasma stationnaire peut aussi affecter l'auto-focalisation des ondes

pompe et Stokes lorsque le seuil d'ionisation du matériau est atteint. Les instabilités plasma dues au changement de l'indice de réfraction causé par une forte rétrodiffusion, peuvent être supprimées aux premières distances de propagation en utilisant des modulations de phase adéquates. Cependant, cette technique peut s'avérer fragile durant la phase de création de dommages lorsque cette dernière est induite par des impulsions laser dont le profil temporel est affecté par des fluctuations aléatoires.

–To those who do not know mathematics it is difficult to get accross a real feeling as to the beauty, of deepest beauty of nature... Il you want to learn about nature, to appreciate nature, it is necessary to understand the language that she speaks in.

Richard P. Feynman (1918- 1988)

5

Filamentation d'impulsions laser femtosecondes dans les verres de silice et les cristaux de KDP

Dans ce chapitre, nous étudions numériquement la dynamique non-linéaire d'impulsions femtosecondes se propageant dans la silice et le KDP. Dans un premier temps, nous montrons que la présence de défauts impliquant moins de photons pour exciter un électron de la bande de valence à la bande de conduction promet des intensités de filamentation plus élevées.

Dans une seconde partie, nous avons comparé la dynamique de filamentation dans la silice avec celle dans un cristal de KDP. Le modèle d'ionisation retenu pour le KDP tient compte de la présence de défauts et de la dynamique électrons-trous. Alimentés en électrons par des canaux d'ionisation variés, ce cristal promet des niveaux d'intensité d'environ 200 TW/cm^2 et un canal plasma se maintenant sur de plus grandes distances que dans la silice. En dépit de ces différences, la dynamique de propagation dans la silice et le KDP présentent des similitudes remarquables pour des rapports de puissance incidente sur puissance critique équivalents.

1 Introduction

Depuis deux décennies, l'étude de l'interaction d'impulsions laser femtosecondes intenses avec des diélectriques a mis en évidence des propriétés importantes dans la dynamique de propagation non-linéaire de la lumière et la robustesse des matériaux irradiés. Un phénomène surprenant est celui de la filamentation d'impulsions de grande puissance dans les solides transparents, qui a pour origine la compétition entre la diffraction, la dispersion chromatique, l'auto-focalisation Kerr et la génération de plasma [27, 30, 120, 124]. Ce régime de filamentation repose sur le même principe que celui décrit précédemment, i.e., il implique essentiellement un équilibre entre l'auto-focalisation Kerr et la génération d'un plasma de faible densité. La différence principale avec la thématique précédente est que ce régime concerne des impulsions ultrabrèves pour lesquelles la réponse Kerr peut impliquer de la diffusion Raman par les molécules du matériau d'interaction et une forte dispersion de l'impulsion en temps. D'un point de vue théorique, et dans le cadre du programme Simulation du CEA-DAM, une problématique importante est celle de définir un modèle adéquat de propagation et d'interaction laser-matière dans des matériaux comme les verres de silice (SiO_2), les cristaux de KDP/ KH_2PO_4 (dihydrogène phosphate de potassium) ou encore les cristaux de DKDP/ KD_2PO_4 [61]. Couramment employés dans les systèmes laser de haute puissance dévolus à la fusion par confinement inertiel, ces matériaux sont soumis à des flux laser intenses. Une connaissance approfondie de leurs propriétés intrinsèques d'ionisation et de l'interaction non-linéaire laser-matière est donc cruciale pour comprendre comment et où les dommages laser initiés par la génération de plasma prennent naissance. En particulier, la forte croissance de l'intensité laser qui se produit pendant la phase de filamentation peut être une source potentielle de dommages, puisque l'ionisation par effet multiphotonique produit un plasma d'électrons dans le sillage du champ laser et que ce plasma est susceptible de modifier la structure du matériau.

Bien que les verres de silice et les cristaux de KDP soient fréquemment utilisés dans le contexte de la FCI pour des impulsions nanosecondes, les dommages induits par laser ont récemment été étudiés pour des impulsions plus courtes, femtosecondes, à la fois théoriquement et expérimentalement [50]. Une motivation est la compréhension de l'influence de défauts précurseurs, qui peuvent localement introduire sur quelques nanomètres des zones de dommages non uniformes. Dans les cristaux de KDP, des défauts comme des vacances d'oxy-

gène, conduisent au piégeage de trous. Pour établir une description précise de l'interaction, il est fondamental de prendre en compte la structure de bande particulière des cristaux de KDP. Par exemple, il a été montré récemment que des « états électroniques localisés dans la bande interdite » (ou SLG pour « State Localized in the Gap ») peuvent servir d'états de transition intermédiaires, qui permettent aux électrons de la bande de valence de passer dans la bande de conduction. Un état SLG est attendu par exemple dans les cristaux de KDP à ~ 3.1 eV au-dessus de la bande de valence. À travers des transitions issus de tels états, un nombre moins important de photons est impliqué que dans un processus multiphonique direct [47, 50]. En outre, le taux de piégeage croît avec l'excitation laser, et le piégeage des trous précède celui des électrons [83]. A l'opposé, dans les verres de silice, le passage des électrons de la bande de valence à la bande de conduction est direct et la dynamique de piégeage des électrons ne dépend pas de l'intensité laser.

L'objectif de cette étude est donc d'examiner la dynamique d'impulsions laser femtosecondes à différentes longueurs d'onde dans la silice et le KDP. Les deux longueurs d'onde considérées ici seront $\lambda_0 = 355$ nm dans le domaine ultraviolet, représentative des longueurs d'onde des impulsions employées dans le contexte de la fusion par confinement inertiel, et $\lambda_0 = 800$ nm, représentative des sources Titane : Saphir utilisées pour étudier les dommages induits par des impulsions laser ultracourtes.

L'auto-focalisation est un phénomène omniprésent lors de la propagation d'impulsions de haute intensité et par conséquent d'une importance capitale pour la compréhension des dommages potentiels créés par laser. En particulier, l'intensité maximale atteinte à l'intérieur d'un matériau est en relation étroite avec l'intensité de filamentation, qui traduit la dynamique d'auto-guidage de l'impulsion laser. Malheureusement, cette intensité de filamentation n'est pas accessible directement dans les solides par des mesures expérimentales. Pour toutes ces raisons, les estimations déduites à partir de simulations numériques fournissent en général des informations capitales. L'intensité en régime de filamentation est un paramètre crucial pour l'interaction d'impulsions laser avec des cristaux qui présentent des défauts [111]. La qualité des résultats de simulation dépend du modèle choisi pour le matériau, en particulier, une description adéquate de la densité d'électrons générée lors du processus d'auto-focalisation laser. Dans cette étude, les modèles d'ionisation pris en compte considèrent soit une transition directe de la bande de valence vers la bande de conduction (silice), ou des transitions partielles causées par la présence d'états

localisés dans la bande interdite (KDP). Différents modèles pour la photoionisation sont utilisés, du taux de Keldysh complet avec l'ionisation par effet tunnel [66] à un taux d'ionisation purement multiphotonique (MPI). La croissance de la densité d'électrons dans la bande de conduction est limitée par la relaxation électronique, dont l'échelle temporelle dépend de la population des trous piégés et leur capacité à piéger des électrons en retour.

Dans ce qui suit, nous rappelons quelques modèles physiques d'ionisation, dont certaines impliquent une dynamique électrons-trous. Nous comparons la dynamique de filamentation pour des impulsions courtes (50 fs) dans la silice et le KDP. Pour la silice irradiée à 355 nm, les intensités maximales, la densité d'électrons et les pertes d'énergie induites par ionisation sont comparables dans l'UV avec un taux MPI ou avec le taux complet de Keldysh. Nous discutons ensuite des résultats obtenus dans le domaine infrarouge, pour lequel des défauts promeuvent un nombre de photons réduit pour transférer des électrons dans la bande de conduction. À 800 nm, les impulsions se propageant sur 1 cm développent en effet une croissance spectaculaire de l'intensité, due à la faible densité de défauts considérés. L'influence de l'énergie du gap est discutée. Nous étudions ensuite un modèle complet de cristal KDP incluant 4 canaux d'ionisation distincts dont nous comparons la dynamique avec un modèle standard d'ionisation de la silice. En dépit d'une bande interdite comparable pour les deux matériaux, nous rapportons des différences dans les taux d'ionisation conduisant à des niveaux d'intensité de filamentation trois fois supérieurs dans le KDP et un canal plasma plus long comparé à la silice. Le premier effet est causé par une section efficace d'ionisation à 5-photons plus faible dans le KDP ; le dernier résulte des transitions réduites à partir des états localisés dans la bande interdite (SLGs). En outre, nous rapportons une dynamique spatio-temporelle de filamentation similaire à la fois dans la silice et dans le KDP pour des rapports entre puissance incidente et puissance critique analogues. Enfin, nous simulons des impulsions laser plus longues (500 fs), pour lesquelles nous espérons augmenter l'impact des défauts sur des temps de relaxation plus longs, puisque les temps de recombinaison électronique sont de l'ordre de la picoseconde. La plupart des propriétés caractérisant la filamentation des impulsions ultracourtes sont, cependant, retrouvées pour ces impulsions plus longues.

2 Modèle sans dynamique électrons-trous

Pour réaliser les simulations présentées ci-après, nous avons utilisé le modèle de propagation d'impulsion unidirectionnelle [Éq. (2.194)] pour des impulsions polarisées linéairement. Le code utilisé dans cette section est pleinement 3D. Nous assumons dans un premier temps que l'effet Kerr retardé et l'effet de diffusion Raman sont négligés. Ce dernier effet sera inclus et commenté plus tard dans le cadre d'une modélisation physique plus réaliste. La densité d'électrons libres ρ est régie par l'équation (2.196). La puissance critique d'auto-focalisation est toujours définie par $P_{\text{cr}} \simeq \lambda_0^2 / (2\pi n_0 n_2)$. La densité plasma critique, au-delà de laquelle le faisceau laser ne peut plus se propager, est évaluée par $\rho_c \simeq 1.11 \times 10^{21} / \lambda_0^2 [\mu\text{m}]$ [30]. La densité initiale d'électrons de valence (densité d'électrons dans l'état fondamental) est $\rho_{\text{nt}} = 2.1 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ et l'énergie de la bande interdite est fixée à $U_i = 9 \text{ eV}$, sauf mention contraire. Pour la silice à 355 nm, les valeurs de n_0 , n_2 , P_{cr} et les premiers ordres dispersifs, $k^{(2)}$ et $k^{(3)}$, ainsi que la section efficace d'ionisation MPI sont les mêmes que celles utilisées à cette longueur d'onde dans le Chapitre 4.

Ici, deux modèles d'ionisation différents décrivant la densité d'électrons libres ρ seront comparés. Le premier, appelé « *modèle de Keldysh* » :

$$\partial_t \rho = W(I)(\rho_{\text{nt}} - \rho) + \sigma \rho I / U_i - \rho / \tau_{\text{rec}}, \quad (5.1)$$

prend en compte le taux standard de Keldysh $W(I)$ [66], qui inclut à la fois l'ionisation multiphotonique avec un nombre de photons K pour des intensités relativement faibles $\leq 10^{13} \text{ W/cm}^2$ et l'ionisation tunnel pour les intensités plus élevées. Une masse réduite électrons-trous égale à 0.635 pour la silice a été utilisée. $\sigma = \mu_0 q_e^2 / (m_e \tau_e \omega_0 k_0)$ désigne la section efficace de collision (Bremsstrahlung inverse), qui caractérise l'ionisation par impact. Avec un temps de collision électrons-neutres de 20 fs, cette section efficace prend la valeur $\sigma = 2.55 \times 10^{-39} \text{ cm}^2$. Dans la suite, le processus collisionnel modélisé par $\sigma \rho I / U_i$ sera ignoré, lorsque l'intensité et la densité d'électrons étudiées ici ($< 10^{15} \text{ W/cm}^2$, $\rho \ll \rho_{\text{nt}}$) conduisent à une petite fraction d'ionisation par avalanche. Cette hypothèse est confirmée dans la Fig. 5.1, où la courbe noire en pointillés (sans avalanche) et la courbe verte en pointillés (incluant l'avalanche sur $\sim 5.6 \text{ mm}$) sont presque confondues. Dans l'Éq. (5.1), $\tau_{\text{rec}} = 150 \text{ fs}$ est la recombinaison électronique, que l'on suppose indépendante de la longueur d'onde laser [124].

Outre le modèle de Keldysh, un autre modèle d'ionisation sera analysé, à savoir le modèle de base reposant sur des transitions multiphotoniques de la bande de valence à la bande de conduction auquel

est associée une paire électron-trou. Étant donné que la densité d'électrons libres est négligeable comparé à la densité d'électrons de valence ($\rho \ll \rho_{\text{nt}}$), la dépeuplement de la bande de valence est négligée. Le mécanisme de relaxation électronique est relié au temps caractéristique de piégeage d'une paire électron-trou, τ_1 , que nous choisissons égal au temps de recombinaison τ_{rec} pour la silice ($\tau_{\text{rec}} \simeq 150$ fs) afin d'éviter une dispersion trop importante des valeurs des paramètres. En supposant que l'ionisation est essentiellement due à des processus multiphoniques [$W(I) = \sigma_K I^K$], le modèle d'ionisation résultant s'écrit [50]

$$\begin{aligned}\partial_t \rho &= \sigma_K \rho_{\text{nt}} I^K - \rho / \tau_1, \\ \partial_t \rho_{\text{tr}} &= \rho / \tau_1,\end{aligned}\tag{5.2}$$

où σ_K est la section efficace d'absorption multiphonique pour passer de la bande de valence à la bande de conduction et ρ_{tr} est la densité des états piégés. Puisque les électrons piégés ne contribuent pas au courant chargé, nous ignorons leur contribution dans la dynamique plasma. À 355 nm avec $K = 3$, nous considérons simplement le taux standard MPI [17]. À 800 nm, les valeurs pour les principaux paramètres physiques sont détaillées dans la table 5.1, où les indices non-linéaires Kerr sont issus des Réfs. [8, 92].

Paramètres physiques	$U_i = 9$ eV	$U_i = 7.7$ eV
n_0	1.454	1.454
$k^{(2)}$ (fs ² /cm)	362	362
$k^{(3)}$ (fs ³ /cm)	275	275
n_2 (cm ² /W)	3.2×10^{-16}	3.2×10^{-16}
P_{cr} (MW)	2.19	2.19
$K = \text{mod}[U_i / (\hbar\omega_0)] + 1$	6	5
σ_K (s ⁻¹ cm ^{2K} /W ^K)	9.8×10^{-70}	8.0×10^{-56}
K'	3	3
$\sigma_{K'}$ (s ⁻¹ cm ^{2K'} /W ^{K'})	2.67×10^{-27}	1.56×10^{-27}
σ (cm ²)	6.57×10^{-39}	6.57×10^{-39}

TABLE 5.1 – Paramètres physiques de la silice à 800 nm.

Le modèle d'ionisation « à défauts » assume cette fois-ci un état localisé dans le gap. Cet état est supposé rapidement peuplé et la transition vers la bande de conduction implique un nombre de photons réduit ($K' < K$) :

$$\begin{aligned}\partial_t \rho &= \sigma_{K'} \rho_{\text{SLG}} I^{K'} - \rho / \tau_1, \\ \partial_t \rho_{\text{tr}} &= \rho / \tau_1.\end{aligned}\tag{5.3}$$

Ici K' désigne le nombre de photons effectifs requis pour traverser la bande interdite de potentiel $U_i = 9$ eV. Alors qu'une impulsion opérant à 355 nm peut éventuellement se passer d'état intermédiaire proche de la bande de valence ($\hbar\omega_0 = 3.5$ eV $>$ 3.1 eV), de tels états réduisent effectivement les transitions requises à 800 nm ($\hbar\omega_0 = 1.55$ eV) (voir Réf. [50]). Nous procédons à une étude académique de tels états intermédiaires. Par exemple, au sein de la bande interdite, des états localisés à 4.5 eV de la bande de conduction sont supposés exister et avoir une densité $\rho_{\text{SLG}} = 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, qui est constamment remplie au cours de la propagation. $K' = 3$ est alors le nombre de photons nécessaire pour atteindre la bande de conduction, avec une section efficace $\sigma_{K'} = 2.67 \times 10^{-27} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^6/\text{W}^3$ évaluée à partir du taux de Keldysh et un temps de relaxation $\tau_1 = 150$ fs. Dans le modèle UPPE (2.194), les pertes par absorption multiphotonique sont alors évaluées à partir du théorème de Poynting, $EJ_{\text{loss}} = U_i \rho_{\text{SLG}} \sigma_{K'} I^{K'}$, qui conduit au coefficient effectif multiphotonique

$$\beta^{(K)} = K \hbar \omega_0 \sigma_{K'} \rho_{\text{SLG}}. \quad (5.4)$$

Ici, $K = 6$ photons sont consommés pour remplir le niveau des états localisés et assurer le passage d'électrons du niveau SLG vers la bande de conduction. Dans la section 2.3, une bande interdite plus petite $U_i = 7.7$ eV sera étudiée, en utilisant des paramètres plus proches de ceux proposés dans la Réf. [50].

Nous simulons des impulsions gaussiennes qui opèrent dans l'UV à 355 nm ($K = K' = 3$) puis dans l'infrarouge à 800 nm ($K' = 3 < K = 6$). L'impulsion initiale a un profil en amplitude de la forme

$$E(z = 0, x, y, t) = \sqrt{\frac{c \mu_0 P_{\text{in}}}{\pi n_0 w_0^2}} e^{-\frac{x^2 + y^2}{w_0^2} - \frac{t^2}{t_p^2}} + c.c., \quad (5.5)$$

avec une largeur à mi-hauteur à $1/e^2$ $t_p = 50$ fs, $w_0 = 60 \mu\text{m}$, et la puissance initiale est $P_{\text{in}} = 37.7$ MW, i.e., $100 P_{\text{cr}}$ dans le domaine UV et $17.2 P_{\text{cr}}$ dans l'IR. À ces deux longueurs d'onde, l'impulsion a la même intensité $I_0 = 0.67 \text{ TW}/\text{cm}^2$ à $z = 0$ et la même énergie $E_{\text{in}} \simeq 2.4 \mu\text{J}$. Nous rappelons que la variable t correspond au temps dans le repère mobile de l'impulsion avec la vitesse de groupe v_g ($t \rightarrow t - z/v_g$). Les pas spatio-temporels utilisés sont $\Delta x = \Delta y = 0.7 \mu\text{m}$ et $\Delta t \simeq 0.1$ fs, pour un pas en z auto-adaptatif.

2.1 Filamentation d'impulsions laser UV femtosecondes

La figure 5.1 montre des caractéristiques macroscopiques d'une impulsion opérant à 355 nm avec 100 puissances critiques ($\sim 2.4 \mu\text{J}$). Les courbes noires en tirets correspondent à la propagation dans la silice avec une ionisation calculée à partir du taux de Keldysh pour les solides, en négligeant l'ionisation collisionnelle. La courbe verte en pointillés inclut en outre cette ionisation par impact. On observe que les courbes avec et sans ionisation collisionnelle sont confondues. Ce résultat confirme donc le faible rôle joué par l'ionisation par impact (sur ~ 5 mm seulement). Les courbes bleues représentent la formation d'un filament dans la silice en utilisant le modèle MPI (5.2), sans ionisation collisionnelle. La dynamique de filamentation est similaire entre une impulsion régie par le taux de Keldysh et celle déduite du modèle (5.2). En dépit de différences secondaires aux grandes distances (> 4.5 mm), les intensités maximales sont atteintes aux mêmes distances longitudinales [Fig. 5.1(a)]. Ayant le même temps de relaxation, la densité d'électrons libres diffère seulement par le taux de photoionisation. Comme le taux de Keldysh inclut l'ionisation tunnel qui abaisse la probabilité d'ioniser aux intensités $> 10 \text{ TW}/\text{cm}^2$, des intensités sensiblement plus élevées sont nécessaires pour saturer l'auto-focalisation Kerr en régime de filamentation. En conséquence, les densités électroniques sont légèrement plus élevées. Ces densités sont comprises entre 1 et $3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, i.e., environ 3-4% de la densité plasma critique [Fig. 5.1(b)], alors que l'intensité de filamentation s'établit autour de $30 \text{ TW}/\text{cm}^2$. Tous les modèles d'ionisation garantissent des pertes en énergie proches, résultant de l'absorption multiphotonique [Fig. 5.1(c)].

Trois étapes importantes de l'historique du champ laser haute-fréquence sont montrées dans les Figs. 5.2, 5.3 et 5.4. La figure 5.2 détaille le profil du champ électrique sur l'axe ($r = 0$), la densité associée et le profil d'intensité à deux distances autour du foyer d'auto-focalisation $z_c \simeq 2.4 - 2.5$ mm. Nous observons que le champ laser évolue selon le scénario standard du « remplissage dynamique spatial », selon lequel la génération de plasma défocalise la partie arrière de l'impulsion avant que celle-ci se refocalise de nouveau à des distances plus éloignées. La figure 5.3(a) reproduit le profil du champ électrique, la densité associée et les profils d'intensité à $z = 2.5$ mm pour le modèle d'ionisation (5.2), en utilisant le même code couleur que celui de la Fig. 5.1. À partir de la distance z_c , l'impulsion qui s'auto-focalise se scinde en deux pics presque symétriques en temps en régime de dispersion normale [$k^{(2)} > 0$]. Les deux pics résultant

demeurent sur ~ 0.2 mm. En accord avec la Fig. 5.1, on n'observe pas de différence majeure dans la distribution temporelle du champ laser avec le modèle purement MPI [Fig. 5.3]. À distance plus grande ($z = 4$ mm), à la suite de plusieurs cycles de focalisation Kerr et défocalisation plasma, l'impulsion se scinde en plusieurs pics [Fig. 5.4].

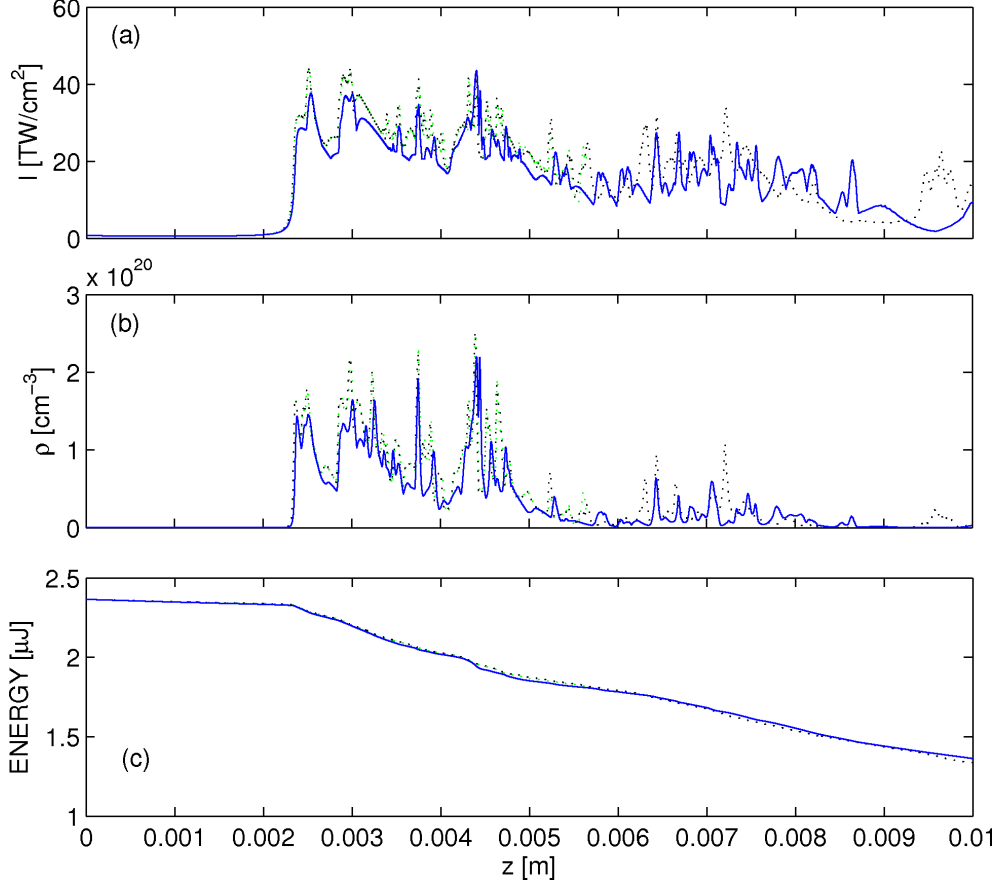


FIGURE 5.1 – (a) Intensité maximale, (b) densité d'électrons et (c) énergie transmise d'une impulsion gaussienne se propageant dans la silice sans défauts à 355 nm ($t_p = 50$ fs, $w_0 = 60 \mu\text{m}$, $P_{\text{in}} = 100P_{\text{cr}}$). Les courbes noires (vertes) en pointillés correspondent à la propagation en utilisant le taux d'ionisation de Keldysh sans (avec) l'ionisation collisionnelle. La courbe bleue représente la propagation avec le modèle MPI (5.2).

Cette dynamique favorise alors l'apparition d'impulsions laser de quelques cycles optiques aux grandes distances de propagation. La figure 5.5 montre l'amplification d'un seul pic dans la partie arrière de l'impulsion laser à $z = 5.4$ mm, de durée ~ 5.7 fs. En conséquence, le spectre de l'impulsion, opérant dans l'UV, peut s'élargir vers les

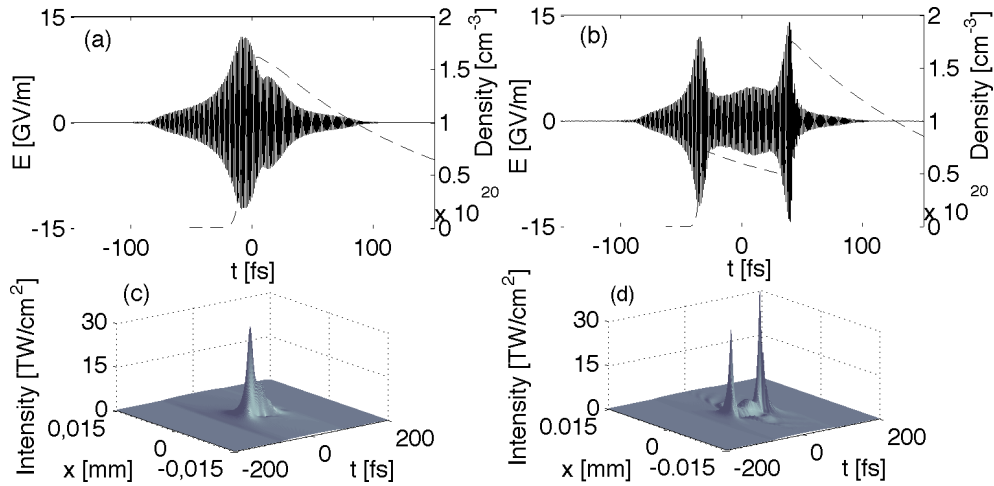


FIGURE 5.2 – Champs électriques (courbes pleines, axe de gauche) et densités d'électrons associées (courbes en tirets, axe de droite) à (a) $z = 2.37$ mm et (b) $z = 2.5$ mm pour le modèle de Keldysh (5.1). (c,d) Profils d'intensité correspondants.

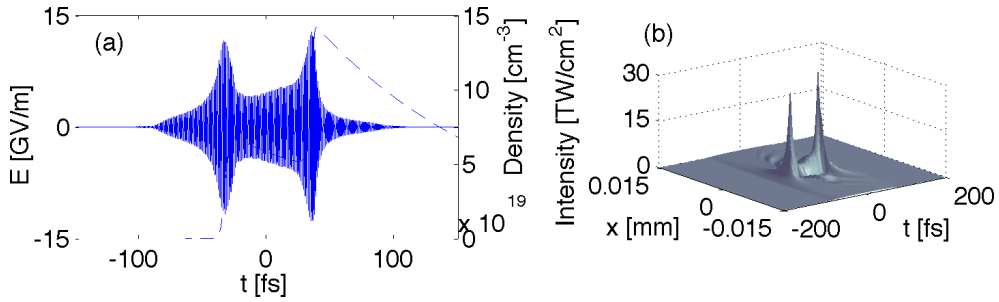


FIGURE 5.3 – (a) Champ électrique (courbe pleine, axe de gauche) et densité d'électrons associée (courbes en tirets, axe de droite) à $z = 2.5$ mm pour le modèle MPI (5.2). (b) Profil d'intensité correspondant.

grandes fréquences. Ces spectres montrent un fort « blueshift » qui caractérise l'auto-raïdissement (« self-steepening ») de la partie arrière de l'impulsion laser à $z = 5.4$ mm.

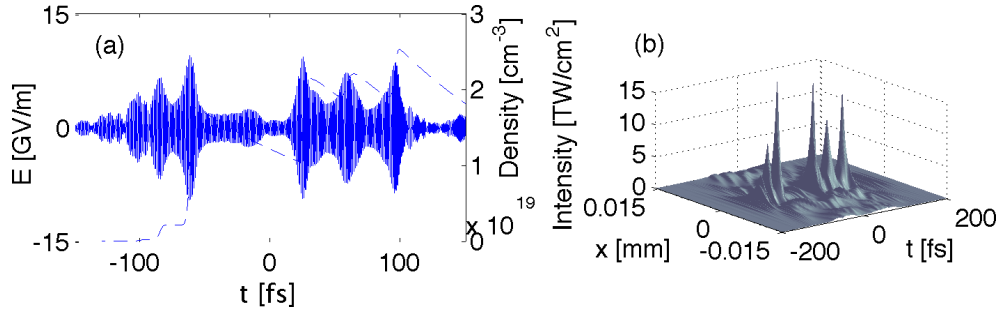


FIGURE 5.4 – (a) Champ électrique (courbe pleine, axe de gauche) et densité d'électrons associé (courbes en tirets, axe de droite) à $z = 4$ mm pour le modèle de MPI (5.2). (b) Profil d'intensité correspondant.

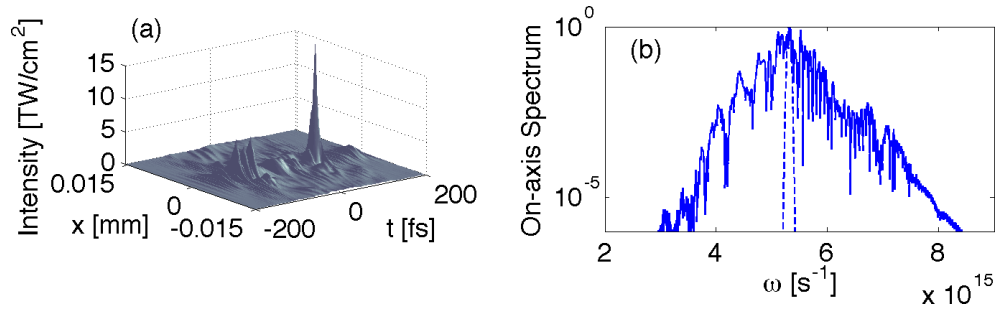


FIGURE 5.5 – (a) Profil d'intensité à la distance de compression maximum ($\Delta\tau_{\text{FWHM}} = 5.67$ fs à $z = 5.4$ mm) pour le modèle (5.2). (b) Spectre correspondant à $z = 0$ (courbe en pointillé) et à $z = 5.4$ mm (courbe pleine).

2.2 Filamentation d'impulsions laser IR à transitions réduites

Maintenant nous nous intéressons à l'ionisation dans le domaine infrarouge, pour lequel, selon le modèle (5.3), moins de photons sont requis ($K' = 3$) pour atteindre la bande de conduction à partir d'un état localisé dans le gap. Nous assumons que de tels états sont peuplés de manière permanente avec une densité $\rho_{\text{SLG}} \ll \rho_{\text{nt}}$ qui n'évolue pas au cours de la propagation. Trois photons sont alors nécessaires pour franchir l'énergie de la bande interdite de l'état localisé à ~ 4.5 eV vers la bande de conduction, alors que les trois autres photons sont consommés pour remplir l'état SLG.

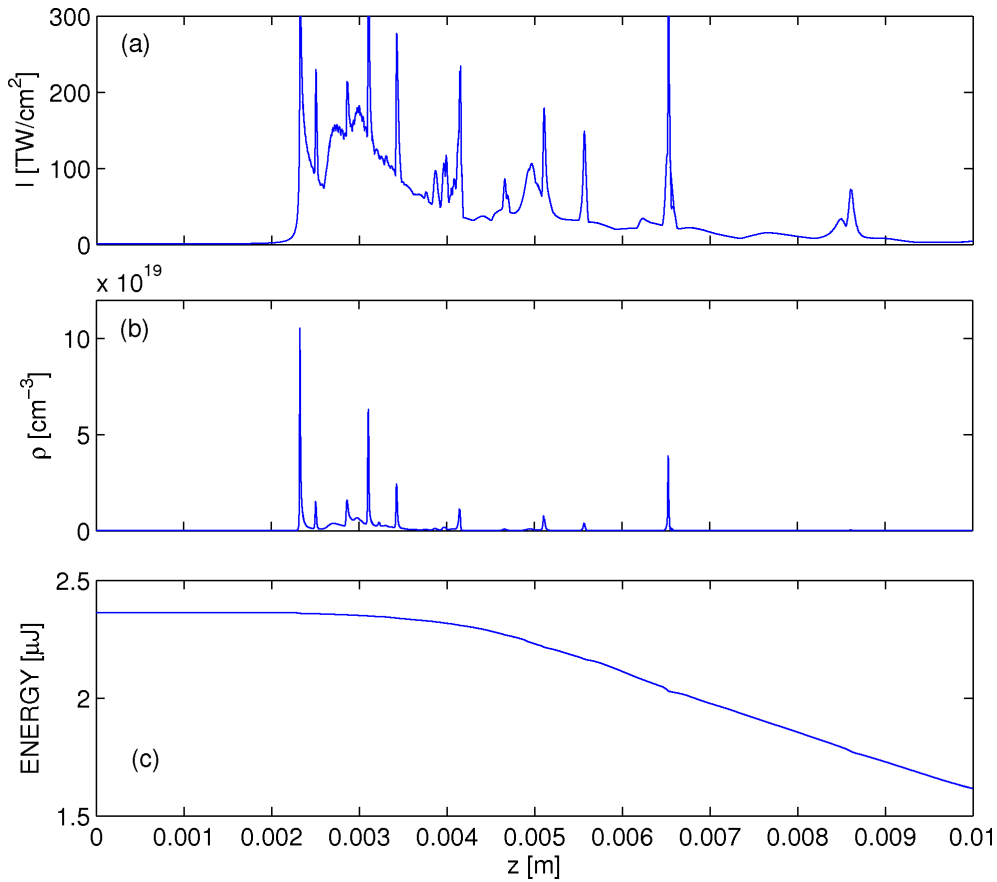


FIGURE 5.6 – (a) Intensité maximale, (b) densité d'électrons et (c) pertes d'énergie pour une impulsion gaussienne se propageant en présence de défauts à 800 nm ($t_p = 50$ fs, $w_0 = 60 \mu\text{m}$, $P_{\text{in}} = 17.2P_{\text{cr}}$). Le modèle d'ionisation choisi est (5.3), sans l'ionisation collisionnelle.

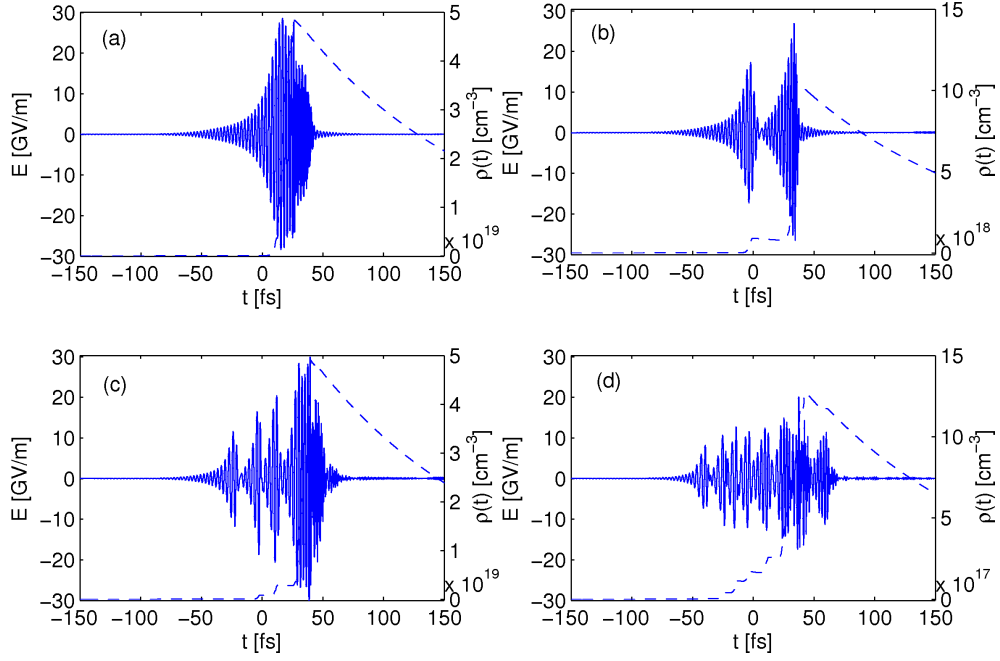


FIGURE 5.7 – (a-d) Champs électriques (courbes pleines, axe de gauche) et densités d'électrons associées (courbes en tirets, axe de droite) aux distances (a) $z = 2.3$ mm, (b) $z = 2.5$ mm, (c) $z = 3.51$ mm et (d) $z = 4$ mm.

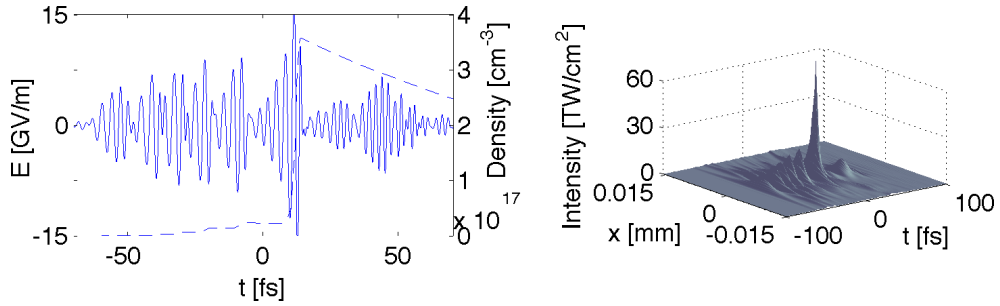


FIGURE 5.8 – (a) Champ électrique (courbe pleine, axe de gauche) et densité d'électrons associée (courbes en tirets, axe de droite) à la distance de compression maximum ($\Delta\tau_{FWHM} = 3.41$ fs), $z = 4.89$ mm, pour le modèle (5.3). (b) Profil d'intensité correspondant.

La figure 5.6 détaille l'intensité maximale, la densité d'électrons ainsi que les pertes plasma promues selon ce schéma d'ionisation pour une impulsion gaussienne, de taille $w_0 = 60 \mu\text{m}$ et de durée $t_p = 50$ fs ayant la même énergie et la même intensité initiale que pour les impulsions opérant dans l'UV.

Le modèle (5.3) avec un nombre de photons réduit, $K' = 3$, pro-

meut des évènements brusques de focalisation-défocalisation qui produisent des pics d'intensité élevée. Contrairement aux impulsions dans l'UV, l'équilibre entre auto-focalisation Kerr et défocalisation plasma résulte d'une croissance brutale de l'intensité I_{Max} capable d'atteindre des intensités excédant 200 TW/cm^2 . Une simple estimation à partir de l'Éq. (4.30) :

$$I_{\text{Max}} \approx \left(\frac{2n_0 n_2 \rho_c}{\Delta t \sigma_{K'} \rho_{\text{SLG}}} \right)^{1/(K'-1)} \quad (5.6)$$

de l'intensité de filamentation indique qu'à 800 nm , l'intensité maximale atteinte avec le modèle (5.3) est augmentée d'un facteur $\sqrt{10^{22} \times \lambda_{\text{UV}}^2 \times 10^2 / (10^{17} \times \lambda_{\text{IR}}^2)} \simeq 1403$ par comparaison avec les transitions directes à 3 photons requises à 355 nm ($\Delta t = 10 \text{ fs}$ désigne la durée effective de l'impulsion lors du premier évènement d'ionisation). La faible densité de SLG qui sert à saturer l'auto-focalisation Kerr abaisse l'efficacité de la saturation non-linéaire, ce qui a pour conséquence de favoriser les hautes intensités en régime de filamentation. Notons que cette intensité, cependant, n'excède jamais le PW/cm^2 et se relâche après chaque pic. Cela pourrait confirmer l'efficacité de l'action de l'absorption multiphonique, puisque le seuil d'intensité à partir duquel MPA entre en jeu, $I_{\text{MPA}} \simeq [2\omega_0 n_2 / c \beta^{(K)}]^{1/(K'-2)}$, est de l'ordre de 65 TW/cm^2 . La dispersion chromatique est aussi plus efficace, car l'auto-focalisation Kerr favorise la compression de l'impulsion à un cycle optique comme discuté ci-dessous.

Bien qu'impliquant de faibles densités de défauts ($\rho_{\text{SLG}} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) comparées à la densité de neutres ($\rho_{\text{nt}} = 2.1 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$), le modèle (5.3) promeut des densités pic plasma comparables à celles atteintes par des impulsions UV à leur foyer d'auto-focalisation. La relaxation plasma dans l'IR devrait être identique à celle des profils plasma dans l'UV, étant donné que le même temps de recombinaison électronique est utilisé. Ce comportement est confirmé par la figure 5.7, qui montre l'évolution du champ électrique et la réponse plasma en temps calculées à différentes distances de propagation. De nouveau, la partie arrière de l'impulsion est déplétée au foyer d'auto-focalisation, puis elle se refocalise 2 mm plus loin. Lorsque l'impulsion avance dans le matériau ($z = 3.1 \text{ mm}$), des pics se refocalisent dans la partie arrière de l'impulsion. Sur des distances suffisamment longues ($z = 4 \text{ mm}$), le profil de l'impulsion a été cassé en un train de plusieurs pics de durée $\sim 10 \text{ fs}$.

La figure 5.8 montre le champ électrique et le profil d'intensité produit au maximum de compression à la distance $z = 4.89$ mm. Le modèle (5.3) permet à l'impulsion d'atteindre de hauts niveaux d'intensité et produit ainsi des impulsions de durée équivalente à un cycle optique [voir Fig. 5.8, $\Delta\tau_{\text{FWHM}} \simeq 3.4$ fs]. Notons que le taux de compression maximum n'est pas atteint nécessairement aux intensités les plus élevées, puisque des pics satellites ont besoin de couvrir quelques mm pour fusionner et produire une impulsion comprimée et isolée.

2.3 Influence du gap

Nous étudions maintenant l'influence du potentiel d'ionisation en prenant en compte le modèle (5.3) pour lequel nous considérons une bande interdite plus petite, $U_i = 7.7$ eV, qui correspond à une transition à 5 photons toujours avec $K' = 3$ et un temps de relaxation électronique de 300 fs, comme proposé originellement dans la Réf. [50]. La différence avec la configuration précédente est qu'ici nous supposons un état localisé à ~ 3.1 eV au-dessus de la bande de valence.

Notre première observation concerne de nouveau l'intensité maximale et la densité d'électrons, qui semblent être plus importantes lorsque nous réduisons le gap à $U_i = 7.7$ eV comparé à $U_i = 9$ eV. À partir de l'Éq. (5.6), nous obtenons en effet $I_{\text{Max}}^{7.7\text{eV}} / I_{\text{Max}}^{9\text{eV}} = \sqrt{\sigma_{K'}^{9\text{eV}} / \sigma_{K'}^{7.7\text{eV}}}$, soit à l'aide de la table 5.1, $I_{\text{Max}}^{7.7\text{eV}} / I_{\text{Max}}^{9\text{eV}} = 1.31$. Donc, avec une bande interdite plus petite, l'intensité de filamentation devient plus importante, ce qui est en accord avec les résultats montrés dans la figure 5.9(a).

Nous pouvons aussi noter que seulement trois pics apparaissent dans l'évolution de l'intensité maximale et de la densité d'électrons, réduisant ainsi le nombre d'évènements de focalisation-défocalisation. Nous attribuons ce comportement au temps de recombinaison deux fois plus grand qu'avec $U_i = 9$ eV. Durant sa propagation, l'impulsion est principalement régie par la compétition entre l'auto-focalisation Kerr et la défocalisation plasma. Dans ce contexte, la valeur du temps de recombinaison électronique est importante. Une valeur double empêche la refocalisation de l'impulsion sur des distances z plus grandes. Notons les pertes d'énergie limitées à 12% avec $U_i = 7.7$ eV. Ces pertes sont moindres que celles subies avec $U_i = 9$ eV, évaluées à 32%. Un calcul rapide sur les coefficients MPA permet d'établir $\beta_{9\text{eV}}^{(3)} \geq \beta_{7.7\text{eV}}^{(3)}$. En d'autres termes, les électrons consomment moins d'énergie pour franchir la bande interdite $U_i = 7.7$ eV que celle à $U_i = 9$ eV.

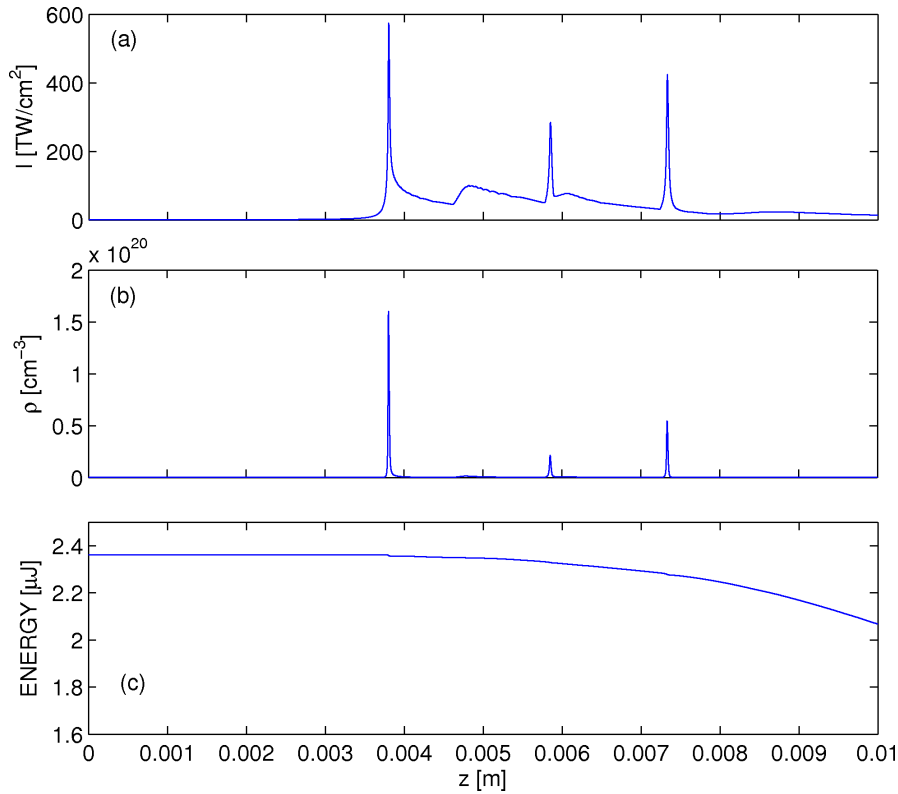


FIGURE 5.9 – (a) Intensité maximale, (b) densité d'électrons et (c) pertes d'énergie pour une impulsion gaussienne ($t_p = 50$ fs, $w_0 = 60$ μ m et $P_{\text{in}} = 17.2P_{\text{cr}}$) en utilisant le modèle (5.3) avec le potentiel d'ionisation $U_i = 7.7$ eV. L'ionisation collisionnelle est négligée.

La figure 5.10 illustre le champ électrique et la densité électronique à des distances proches des foyers d'auto-focalisation. Nous observons que la partie arrière de l'impulsion est déplétée au foyer ($z = 3.8$ mm), puis se refocalise 1 mm plus loin. Lorsque l'impulsion se propage dans le matériau ($z = 5.8$ mm), sa partie arrière la plus intense contribue à créer un événement de collapse, qui sera arrêté par la formation de plasma. Sur des longues distances de propagation ($z = 7.5$ mm), l'impulsion a de nouveau été cassée en plusieurs pics de durée ~ 10 fs, ce que est somme toute logique.

La figure 5.11 montre enfin la distribution du champ électrique lorsque l'impulsion optique atteint son maximum de compression temporelle. Nous observons que le modèle (5.3) favorise des impulsions de durée ~ 5.5 fs, correspondant à environ deux cycles optiques à 800 nm.

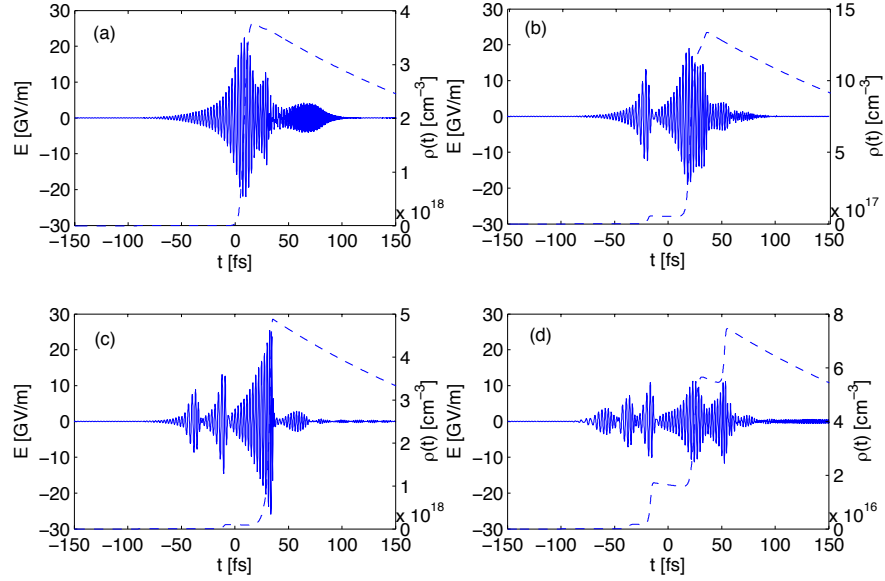


FIGURE 5.10 – (a-d) Champs électriques (courbes pleines, axe de gauche) et densités d'électrons associées (courbes en tirets, axe de droite) aux distances (a) $z = 3.8$ mm, (b) $z = 4.8$ mm, (c) $z = 5.8$ mm et (d) $z = 7.5$ mm.

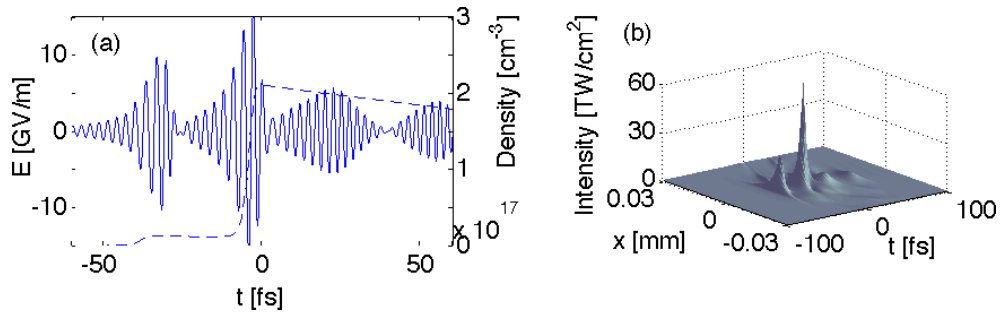


FIGURE 5.11 – (a) Champ électrique (courbes pleines, axe de gauche) et densité d'électrons associée (courbe en tirets, axe de droite) à la distance de compression maximum ($\Delta\tau_{FWHM} \simeq 5.5$ fs, $z = 5.48$ mm) avec le modèle (5.3). (b) Profil d'intensité correspondant.

3 Modèle avec la dynamique électrons-trous

Nous retenons de ce qui précède la forte croissance d'intensité produite par une auto-focalisation laser saturée par des transitions multiphotoniques réduites, issues d'états localisés dans le gap, dont la densité est faible comparé à la densité dans la bande de valence. En conséquence, le produit $\sigma_K \rho$ est petit et prévient une saturation forte de l'auto-focalisation. D'autant de la pertinence physique de ces pics, il est naturel de corriger cette ionisation partielle en la complétant par la présence d'autres états SLGs d'une part, et par des transitions multiphotoniques directes affectant la majeure partie des neutres d'autre part. Dans ce qui suit, nous simulons la propagation d'impulsions femtosecondes sur la base de paramètres physiques expérimentaux [50] pour les cristaux de KDP, impliquant non seulement des transitions MPI réduites et directes, mais aussi une dynamique électrons-trous effective. Concernant la silice, nous incluons en outre une réponse Kerr retardée issue de la diffusion Raman des molécules de silice.

Le modèle de propagation utilisé est UPPE employé ici en configuration axi-symétrique [Éq. (2.194)] pour des raisons d'économie de calculs.

3.1 Modèle pour la silice

Notre modèle des propriétés optiques de la silice est inspiré de celui de la Réf. [8]. La dispersion linéaire est incluse grâce à la relation de Sellmeier

$$n^2(\lambda[\mu\text{m}]) = 1 + \sum_{j=1}^3 \frac{B_j \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_j^2}, \quad (5.7)$$

dont les paramètres sont résumés dans la table 5.2. Nous évaluons l'indice de réfraction $n_0 = 1.454$ et le coefficient de dispersion de la vitesse de groupe (GVD) $k^{(2)} \simeq 362 \text{ fs}^2/\text{cm}$ à la longueur d'onde $\lambda = 800 \text{ nm}$. La fonction de réponse

$$\mathcal{R}(t) = (1 - f)\delta(t) + f\theta(t) \frac{1 + \omega_R^2 \tau_R^2}{\omega_R \tau_R^2} e^{-\frac{t}{\tau_R}} \sin(\omega_R t), \quad (5.8)$$

contient une contribution Kerr-retardée due à la diffusion Raman de rapport $f = 0.18$, avec le temps de déphasage rotationnel $\tau_R = 32 \text{ fs}$ et la fréquence de résonance $\omega_R = 0.082 \text{ fs}^{-1}$. L'indice non-linéaire de la silice est toujours $n_2 = 3.2 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$, de sorte que $P_{\text{cr}}^{\text{silice}} = 2.19 \text{ MW}$ (cf. table 5.1).

B_1	0.6961663	λ_1	0.0684043
B_2	0.4079426	λ_2	0.1162414
B_3	0.8974794	λ_3	9.896161

TABLE 5.2 – Paramètres pour la dispersion dans la silice [Éq. (5.7)].

Selon le modèle standard de propagation dans ce matériau, la densité d'électrons dans la bande de conduction est régie par l'équation (5.1), où le taux d'ionisation $W(I)$ est celui de Keldysh complet [66], en considérant un potentiel d'ionisation $U_i = 9$ eV [17, 55]. Comme indiqué dans la table 5.1, le temps de collision des électrons $\tau_c = 20$ fs détermine la section efficace de collisions (inverse Bremsstrahlung) $\sigma = 6.57 \times 10^{-39}$ cm² [120], et le temps de recombinaison électronique est estimé à $\tau_{\text{rec}} = 150$ fs [17, 124]. Tant que la densité ρ reste petite comparée à la densité de neutres $\rho_{\text{nt}} = 2.1 \times 10^{22}$ cm⁻³, le modèle fournit des résultats fiables. Les pertes par ionisation résultant de la photo-ionisation sont prises en compte dans le modèle de propagation à travers le coefficient d'absorption multiphotonique $\beta(I) = U_i W(I) \rho_{\text{nt}} / I$.

Intéressons-nous brièvement à l'influence de la réponse Kerr retardée sur la dynamique de propagation de l'impulsion.

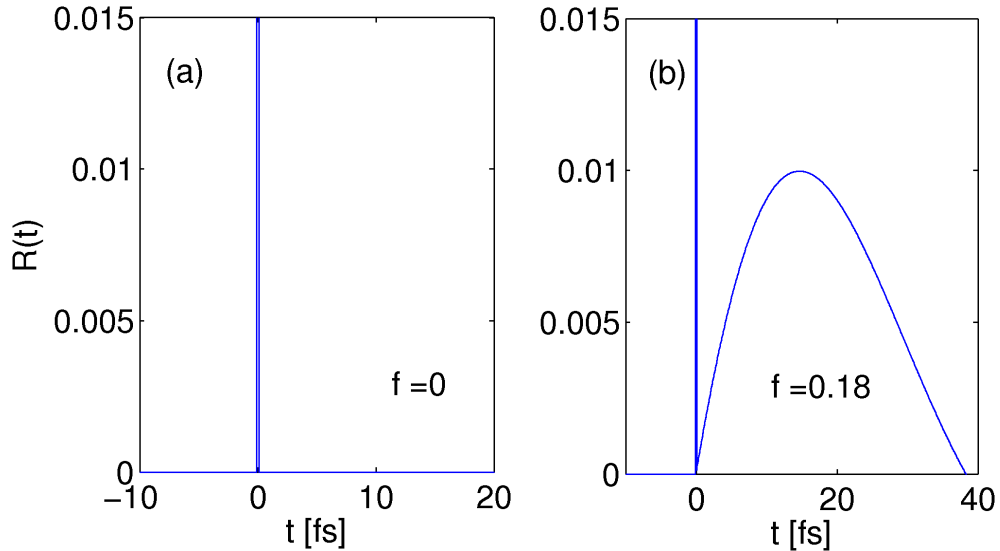


FIGURE 5.12 – Zoom de (5.8) en temps pour (a) $f = 0$; (b) $f = 0.18$.

La figure 5.12 montre une partie de la fonction réponse (5.8) pour $f = 0$ et $f = 0.18$ dans la plage temporelle, où le retard augmente localement l'indice de réfraction du milieu. La composante Kerr retardée ($f = 0.18$) [Fig. 5.12(b)] abaisse l'indice de réfraction non-linéaire au

centre de l'impulsion et la décale en partie vers les temps positifs. Bien que d'amplitude relativement petite, cette composante croît en z avec l'intensité laser à laquelle elle est convoluée en temps. L'effet attendu est donc une focalisation plus forte à l'arrière de l'impulsion.

3.2 Modèle pour le KDP

Pour les cristaux de KDP, nous supposons une polarisation linéaire du faisceau laser et négligeons la génération d'harmonique deux. Nous utilisons la loi de dispersion de la Réf. [19]

$$n^2(\lambda[\mu\text{m}]) = 2.259276 + \frac{0.01008956}{\lambda^2 - 0.0129426} + \frac{13.00522\lambda^2}{\lambda^2 - 400}, \quad (5.9)$$

qui conduit à l'indice de réfraction $n_0 = 1.502$ et au coefficient GVD $k^{(2)} = 274 \text{ fs}^2/\text{cm}$. La réponse Kerr contient seulement la contribution instantanée, $\mathcal{R}(t) = \delta(t)$, et le coefficient non-linéaire $n_2 = 1.56 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ [50] conduit à la puissance d'auto-focalisation $P_{\text{cr}}^{\text{KDP}} = 4.35 \text{ MW}$.

Pour la densité d'électrons, nous avons recours à un modèle qui prend en compte différents états de défauts (SLGs) dans la bande interdite d'énergie $U_i = 7.7 \text{ eV}$ entre la bande de valence et la bande de conduction. Ce modèle a été récemment validé par des expériences en régime femtoseconde [50]. Ici, quatre voies d'ionisation différentes contribuent à peupler la bande de conduction, à savoir, l'ionisation à trois photons à partir d'un état de défauts SLG1 localisé à $\sim 3.1 \text{ eV}$ de la bande de valence, une ionisation à un photon à partir d'un autre état SLG2 localisé à $\approx 1.55 \text{ eV}$ de la bande de conduction, l'ionisation MPI à 5 photons directe à partir de la bande de valence, et l'ionisation par impact. Tous ces mécanismes sont illustrés sur la Fig. 5.13(a). Chaque canal d'ionisation est traité indépendamment les uns des autres, ainsi que leurs mécanismes respectifs de recombinaison.

En assumant un état de défaut SLG1 initialement rempli et dont la densité électronique $\rho_{\text{SLG1}} \ll \rho_{\text{nt}} = 2.1 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ ne change pas au cours de l'interaction, l'équation pour le canal d'ionisation à trois photons s'écrit

$$\partial_t \rho_1 = \sigma_3 I^3 \rho_{\text{SLG1}} - \rho_1 / \tau_1, \quad (5.10a)$$

où ρ_1 est la densité d'électrons qui migrent dans la bande de conduction et τ_1 est le temps de recombinaison fourni dans la table 5.3.

Le système d'équations qui décrit l'ionisation à 1 photon à partir d'un état de défaut SLG2 [50] est un peu plus élaboré. Il prend en

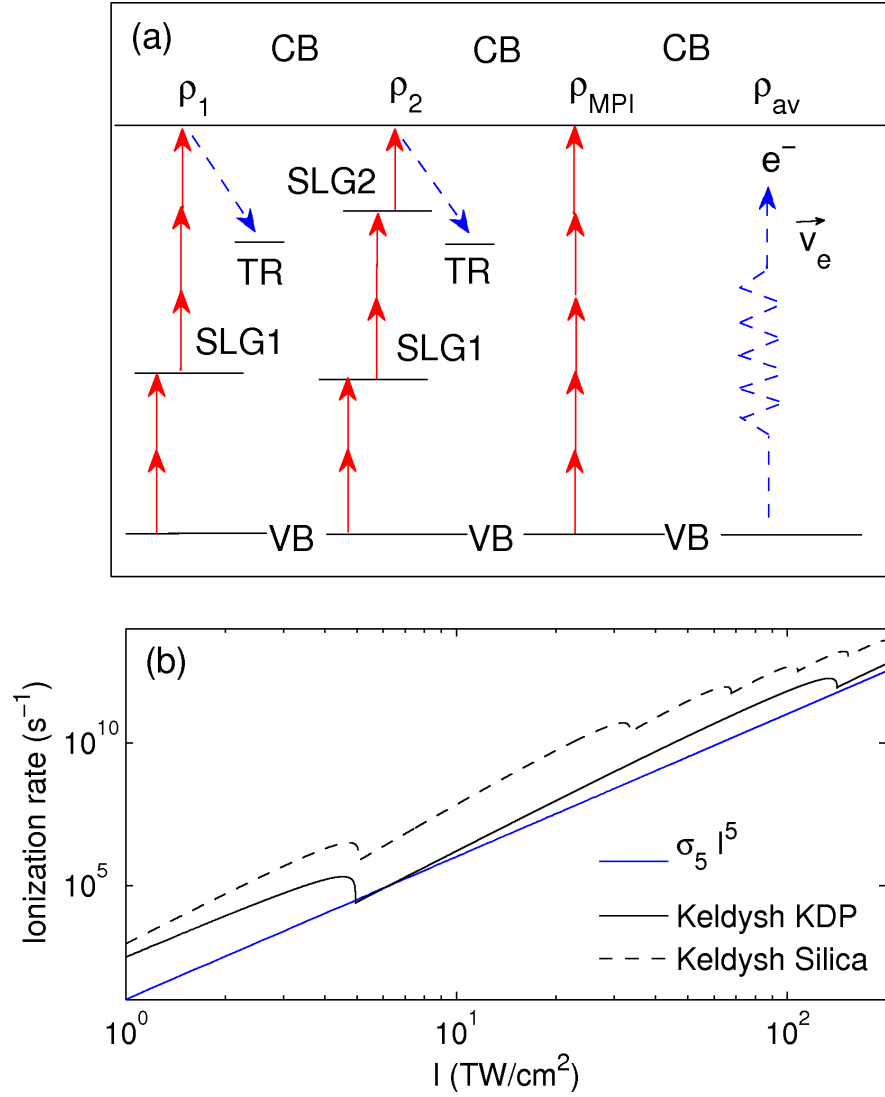


FIGURE 5.13 – (a) Illustration schématique des différentes voies d'ionisation [Éqs. (5.10)] considérées pour les cristaux de KDP : ionisation à 3 photons à partir de l'état SLG1, transition à 1 photon pour un état SLG2 proche de la bande de conduction, ionisation MPI directe à 5 photons depuis la bande de valence . (b) Comparaison des taux d'ionisation pour des transitions multiphotoniques à 800 nm. Les courbes noires correspondent au taux de Keldysh [66] pour la silice (courbes en tirets) et pour le KDP (courbe pleine). La courbe bleue pleine montre le taux $\sigma_5 I^5$ utilisé pour le KDP dans l'Éq. (5.10g).

compte la dynamique électron-trou et la population SLG2 à partir de

SLG1 à travers un processus à deux photons :

$$\partial_t \rho_2 = \sigma_1 I \rho_{\text{SLG2}} - \sigma_c v \rho_2 (\rho_{\text{th}} - \rho_{\text{tr}}) \quad (5.10b)$$

$$\partial_t \rho_{\text{tr}} = \sigma_c v \rho_2 (\rho_{\text{th}} - \rho_{\text{tr}}) \quad (5.10c)$$

$$\partial_t \rho_{\text{fh}} = \sigma_1 I \rho_{\text{SLG2}} - \rho_{\text{fh}} / \tau_{\text{fh}} \quad (5.10d)$$

$$\partial_t \rho_{\text{th}} = \rho_{\text{fh}} / \tau_{\text{fh}} \quad (5.10e)$$

$$\partial_t \rho_{\text{SLG2}} = \sigma_2 I^2 \rho_{\text{SLG1}} - \sigma_1 I \rho_{\text{SLG2}}, \quad (5.10f)$$

où ρ_2 et ρ_{tr} sont les densités des électrons libres et piégés, respectivement ; ρ_{fh} and ρ_{th} sont les densités des trous libres et piégés. Le terme $\sigma_c v$ associé à la capture d'électrons est discuté plus tard.

Originellement négligée dans la Réf. [50] pour des intensités modérées, l'ionisation directe à 5 photons utilise un taux MPI et une densité d'électrons libres régie par

$$\partial_t \rho_{\text{MPI}} = \sigma_5 I^5 \rho_{\text{nt}} - \rho_{\text{MPI}} / \tau_{\text{rec}}, \quad (5.10g)$$

où σ_5 est la section efficace du processus d'ionisation à 5 photons et τ_{rec} est le temps de recombinaison. Comme dans les précédentes équations σ_5 et τ_{rec} ont été déterminés à partir de données expérimentales de la référence [50]. À partir de la Fig. 6 de cette référence, les comparaisons entre les résultats expérimentaux et théoriques ont été améliorés en introduisant des termes additionnels d'ionisation dont les paramètres sont spécifiés dans la table 5.3. Cette comparaison a été réalisée avec des intensités atteignant jusqu'à $\sim 60 \text{ TW/cm}^2$ mais la valeur de σ_5 déduite est attendue s'appliquer aussi aux plus hautes intensités. La figure 5.13(b) compare à ce propos le taux MPI $\sigma_5 I^5$ avec le taux de Keldysh utilisant des fonctions d'onde de Bloch dans les cristaux pour lequel la masse électron/trou dans la bande de valence est $\sim 3m_e$ [91]. Nous observons un plutôt bon accord entre les taux de Keldysh et MPI, ce qui confirme la validité de l'Éq. (5.10g) aux hautes intensités. Par comparaison, le taux de Keldysh pour la silice, tracé en tirets, est en moyenne environ 70 fois plus grand dans l'intervalle d'intensité $10 \leq I \leq 200 \text{ TW/cm}^2$.

Finalement, l'ionisation par impact contribue comme suit

$$\partial_t \rho_{\text{av}} = \sigma \rho I / U_i - \rho_{\text{av}} / \tau_{\text{rec}} \quad (5.10h)$$

à la densité totale des électrons entrant dans la bande de conduction :

$$\rho = \rho_{\text{MPI}} + \rho_1 + \rho_2 + \rho_{\text{av}}. \quad (5.10i)$$

Les pertes plasma, incluant celles à travers la population de SLG1, résulte du théorème de Poynting pour les quatre canaux d'ionisation :

$$\begin{aligned} \beta(I) = & 5\hbar\omega_0\sigma_5 I^4(\rho_{nt} + (3+2)\hbar\omega_0\sigma_3 I^2\rho_{SLG1} \\ & + (2+2)\hbar\omega_0\sigma_2 I\rho_{SLG1} + \hbar\omega_0\sigma_1\rho_{SLG2}. \end{aligned} \quad (5.11)$$

Ici, la somme $(i+j)$ avec $i, j = 2, 3$ rend compte du nombre total de photons consommé pour remplir l'état SLG et assurer le passage des électrons de cet état SLG vers la bande de conduction.

Dans le schéma d'ionisation du KDP, les densités des défauts ρ_{SLG1} et ρ_{SLG2} sont limitées à la densité de saturation $\rho_{sat} = 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ en raison d'un nombre de défauts fini. Donc dans l'implémentation numérique des équations précédentes, nous imposons la contrainte additionnelle $\rho_{SLG2}(t) \leq \rho_{sat}$ lorsque nous résolvons les Éqs. (5.10). Concernant l'ionisation par impact, nous évaluons le temps de collision des électrons à $\tau_c \simeq 100 \text{ fs}$ à partir des données expérimentales de la Réf. [50]. Comparé à la silice, ce temps de collision plus grand est probablement causé par un potentiel d'ionisation $\geq 1.55 \text{ eV}$ dans la bande de conduction du KDP [11], entravant MPI (σ_5 faible) aussi bien que l'ionisation par avalanche.

Selon [50], le produit de la section efficace de capture des électrons σ_c et la vitesse moyenne des électrons v dans les Éqs. (5.10b) et (5.10c) dépend de l'intensité laser I . Des comparaisons directes entre les équations de taux et les données expérimentales suggèrent une dépendance en loi de puissance telle que $\sigma_c v = (\sigma_c v)_{ref} (I/I_{ref})^{-3.3}$, avec l'intensité de référence $I_{ref} = 42.32 \text{ TW/cm}^2$ et $(\sigma_c v)_{ref}$ donnée dans la Table 5.3. Ce comportement est attribué au fait que les électrons de conduction sont fortement chauffés lorsqu'on opère dans l'infrarouge (800 nm). En effet, la section efficace de capture dépend de l'énergie cinétique des électrons, qui est une fonction de l'intensité laser. Des sections efficaces qui dépendent de la température ont aussi été mesurées en Réf. [62]. Cependant, de telles dépendances sur l'intensité laser disparaissent pour des longueurs d'onde ultraviolettes [49]. Notons les longs temps de recombinaison $\geq 9 \text{ ps}$ (Table 5.3), qui peuvent être attribués à la migration de défauts, par exemple la migration de protons dans le réseau.

La figure 5.14 illustre la réponse plasma calculée à partir des modèles pour la silice et le KDP à des intensité pouvant saturer l'auto-focalisation Kerr. Pour des profils d'intensité $I(t) = I_0 e^{-2t^2/t_p^2}$ avec une largeur à mi-hauteur à $1/e^2$ $t_p = 50 \text{ fs}$, toutes les densités partielles d'électrons contribuant à la densité totale délivrée dans la bande de conduction ont été tracées. Les valeurs $I_0 = 50 \text{ TW/cm}^2$ et $I_0 =$

Paramètres Physiques	KDP, $U_i = 7.7$ eV
τ_{rec} (fs)	9000
σ_5 ($\text{s}^{-1}\text{cm}^{10}\text{W}^{-5}$)	1.0×10^{-59}
σ_3 ($\text{s}^{-1}\text{cm}^6\text{W}^{-3}$)	8.6×10^{-27}
ρ_{SLG1} (cm^{-3})	2.0×10^{17}
τ_1 (fs)	300
σ_1 ($\text{s}^{-1}\text{cm}^2\text{W}^{-1}$)	2.0
$(\sigma_c v)_{\text{ref}}$ (s^{-1}cm^3)	4.35×10^{-7}
I_{ref} (TWcm^{-2})	42.32
τ_{fh} (fs)	1000
σ_2 ($\text{s}^{-1}\text{cm}^4\text{W}^{-2}$)	1.3×10^{-12}

TABLE 5.3 – Paramètres d'ionisation pour le KDP [Éqs. (5.10)] à 800 nm [50].

100 TW/cm² sont raisonnablement en accord avec les intensités de filamentation pour la silice et le KDP, respectivement (voir ci-dessous). Nous déduisons à partir de la Fig. 5.14 trois régimes d'intensité caractéristiques. Aux intensités relativement faibles jusqu'à 10 TW/cm² [voir Fig. 5.14(a,b)], les densités d'électrons dans la bande de conduction du KDP sont beaucoup plus grandes que celles dans la silice grâce aux contributions de SLGs (voir courbes pleines rouges et bleues). Cependant, de tels niveaux de densité ne sont pas suffisants pour arrêter l'auto-focalisation Kerr. Aux hautes intensités, autour de $I_0 = 50$ TW/cm² [voir Fig. 5.14(c,d)], nous trouvons que l'ionisation MPI directe dans la silice est plus efficace, alors que les contributions SLGs dans le KDP saturent en raison des densités limitées des défauts. Les densités d'électrons dans la bande de conduction de la silice sont alors environ 10 fois supérieures à celle dans le KDP pour des régimes intermédiaires. Nous verrons ci-après qu'elles sont suffisamment grandes pour saturer le niveau d'intensité autour de $I_0 = 50$ TW/cm² en régime de filamentation dans la silice. À des intensités plus élevées [voir Fig. 5.14(e,f)] l'ionisation multiphonique directe à partir de la bande de valence (courbes noires en tirets), même si la section efficace σ_5 est petite, reste le processus de transition dominant dans le KDP et augmente la densité de la bande de conduction. Notons à partir de la Fig. 5.14 que l'ionisation par impact (courbes noires en pointillés) contribuent toujours à moins de 1/3 de la densité totale de la bande de conduction, et joue seulement un rôle mineur dans tous les scénarii décrits ci-dessus.

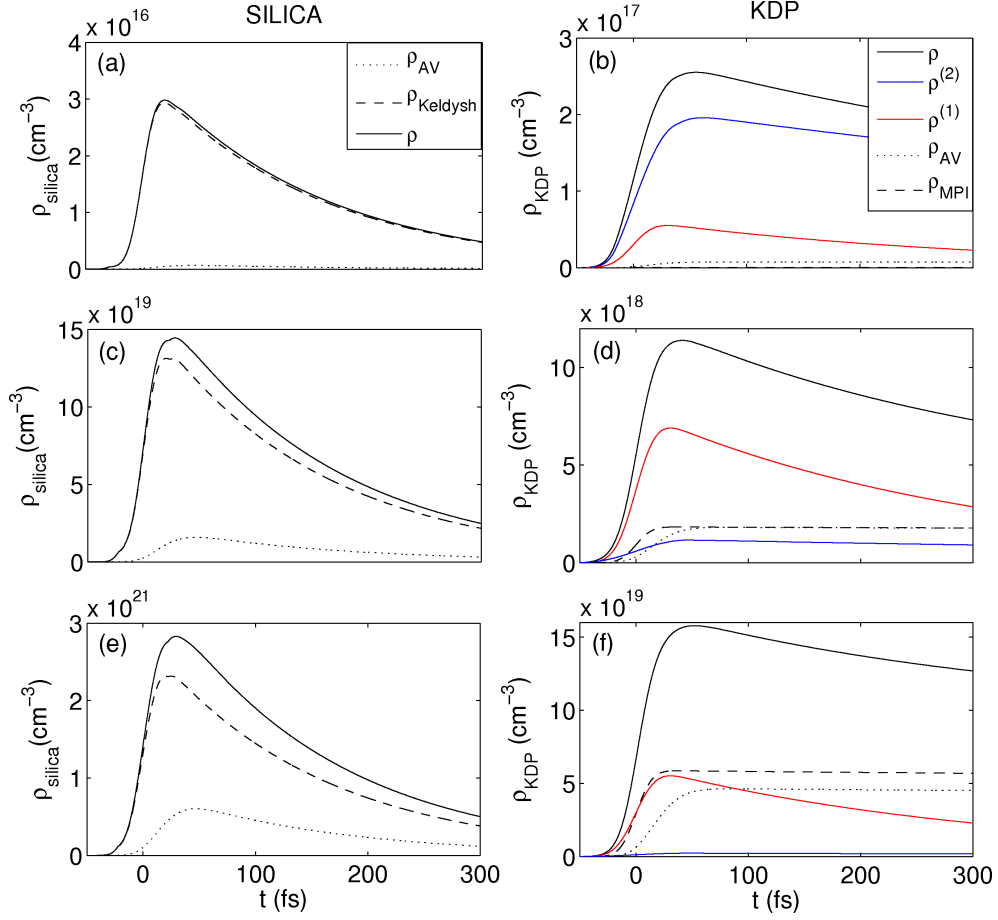


FIGURE 5.14 – Densités d'électrons dans la bande de conduction et leurs contributions partielles selon les différents canaux d'ionisation décrits par les Éqs. (5.1) et (5.10) en utilisant des impulsions gaussiennes $I(t) = I_0 \exp(-2t^2/t_p^2)$ avec $t_p = 50$ fs et (a,b) $I_0 = 10$ TW/cm²; (c,d) $I_0 = 50$ TW/cm², et (e,f) $I_0 = 100$ TW/cm².

4 Filamentation d'impulsions laser femtosecondes

Nous procédons maintenant à la simulation numérique directe basée sur le code UPPE radial d'une impulsion gaussienne avec $t_p = 50$ fs and $w_0 = 60$ μ m. Étant donné que la dynamique de filamentation dépend du rapport de la puissance incidente sur la puissance critique, nous comparerons les résultats de simulations pour deux valeurs d'énergie assurant des rapports de puissance similaires. Puisque la silice a un indice non-linéaire Kerr n_2 environ égal à deux fois celui du KDP, cela nous amène à doubler l'énergie de l'impulsion dans les

simulations du KDP. Les figures 5.15(a,b) montrent l'intensité maximale en fonction de la distance de propagation z pour des énergies comprises entre 0.5 et 2 μJ , i.e., avec des puissances jusqu'à 7 fois supérieures à la puissance critique. Premièrement, nous observons que l'intensité en régime de filamentation dans le KDP est environ trois fois supérieure à celle dans la silice. Comme dans la section précédente impliquant un produit $\sigma_K \rho$ faible, ce comportement se déduit directement en comparant les sections efficaces d'ionisation affectant la densité de neutres plus grande. En effet, en considérant qu'au-dessus de 50 TW/cm^2 , des transitions directes à 5 photons prévalent dans le KDP, nous pouvons utiliser la relation (5.6) avec $K' = K$ pour évaluer la valeur de l'intensité $I_{\text{Max}}^{\text{KDP}} \approx 140 \text{ TW}/\text{cm}^2$ dans ce matériau, en assumant une défocalisation plasma efficace sur des temps courts $\Delta t \sim 10 \text{ fs}$ [128]. Dans la silice cette même intensité prend la valeur $I_{\text{Max}}^{\text{silice}} \approx 60 \text{ TW}/\text{cm}^2$, calculée à partir de l'Éq. (5.6) en utilisant $\sigma_6^{\text{silica}} \simeq 70\sigma_5^{\text{KDP}} / I_{\text{Max}}$ [voir Fig. 5.13(b) et les commentaires associés].

La figure 5.15 montre aussi que, pour le même rapport de puissance incidente sur puissance critique, les impulsions dans la silice et le KDP ont la même dynamique de propagation. On observe le même nombre de pics d'intensité et le foyer non-linéaire est aussi localisé à la même distance, $z_c \simeq 0.8 \text{ cm}$ pour la plus petite énergie et $z_c \simeq 0.4 \text{ cm}$ pour la plus grande. Même si des aspects propagatifs similaires peuvent être attendus à partir d'une simple remise à l'échelle et en raison d'une longueur de Rayleigh identique dans les deux matériaux ($z_0 \simeq 2.1 \text{ cm}$), il n'en demeure pas moins que la similarité observée est quelque part surprenante et manifeste encore une fois l'universalité des filaments femtosecondes.

L'évolution de la densité des électrons dans la bande de conduction montrée dans les Figs. 5.15(c,d) est caractérisée par des valeurs dans le KDP situées autour de deux fois celles dans la silice (e.g., $\rho_{\text{max}}^{\text{KDP}} = 2 \times \rho_{\text{max}}^{\text{silice}} = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ à $z \simeq 0.44 \text{ cm}$ pour les impulsions avec le plus d'énergie). De plus, cette figure révèle l'action sous-jacente des mécanismes de transition SLGs : aux faibles intensités $\lesssim 10 \text{ TW}/\text{cm}^2$ un régime de post-ionisation s'établit dans le KDP après le processus d'ionisation MPI qui se développe sur l'intervalle $z \leq 1 \text{ cm}$. Au delà de cette distance, un canal plasma résiduel d'une densité $\lesssim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ est maintenu sur une longueur de propagation d'environ 1 cm. Les impulsions dans le KDP sont donc capables de préserver de plus longs états auto-guidés, comme montré dans les Figs. 5.15(g,h). En outre, la dynamique temporelle montrée dans les Fig. 5.15(e,f) met en évidence la dispersion rapide de l'impulsion au-

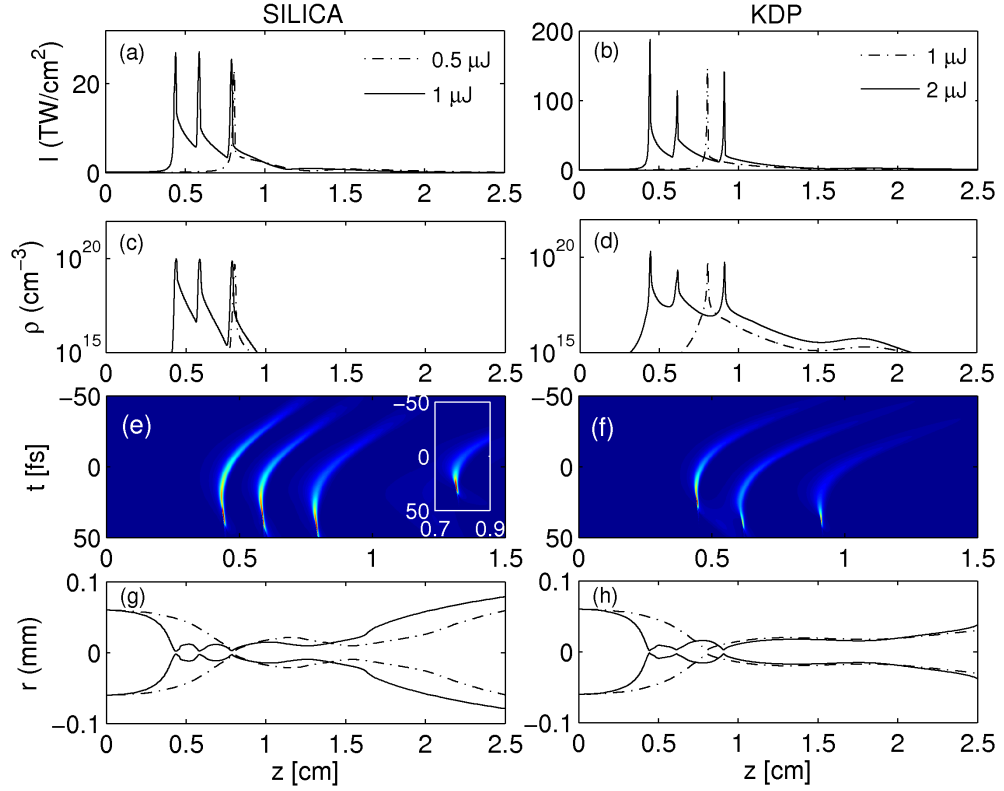


FIGURE 5.15 – Dynamique de filamentation pour une impulsion gaussienne avec $t_p = 50$ fs, $w_0 = 60$ μ m se propageant dans la silice (colonne de gauche) et dans le KDP (colonne de droite). Les énergies initiales sont 0.5 μ J (1 μ J) pour la silice et 1 μ J (respectivement 2 μ J) pour le KDP. (a,b) Intensité maximale ; (c,d) densité plasma correspondante ; (e,f) dynamique non-linéaire dans le plan (z, t) pour des impulsions de plus grande énergie. L'insert de la figures 5.15(e) montre une arche de dispersion sans effet Kerr retardé ($f = 0$) ; (g,h) diamètre des filaments à $1/e^2$.

tour de chaque foyer. À ce propos, l'insert [Fig. 5.15(e)] montre une arche de dispersion sans effet Kerr retardé ($f = 0$), démontrant ainsi l'auto-focalisation repoussée vers l'arrière de l'impulsion avec de la diffusion Raman ($f = 0.18$), en accord avec la Fig. 5.12. Ce comportement est typique de la dispersion normale dans les solides transparents [29]. Une forte dispersion prend place sur ~ 0.15 cm dans la silice et sur ~ 0.175 cm dans le KDP [$k_{\text{KDP}}^{(2)} < k_{\text{silica}}^{(2)}$]. En utilisant ces distances comme des valeurs caractéristiques de la longueur de dispersion pour des impulsions auto-focalisées, nous espérons l'émergence de structures de durée $\sim \sqrt{0.15 \times k^{(2)}} \approx 7$ fs comme annoncé dans la section précédente. Concernant la dissipation, nous rapportons des

pertes d'énergie dans le KDP plus grandes ($< 30\%$) que dans la silice ($< 10\%$). Celles-ci peuvent s'expliquer par un niveau d'intensité plus grand en régime de filamentation et par un nombre de voies d'ionisation plus élevé.

Les figures 5.16(a,b) illustrent les profils temporels d'intensité, détaillant en particulier ceux au maximum de compression temporelle, i.e., 6.4 fs à $z = 5.5$ mm dans la silice ($1 \mu\text{J}$ pour l'énergie de l'impulsion) et 6.2 fs à $z = 8$ mm dans le KDP ($2 \mu\text{J}$ pour l'énergie de l'impulsion). Les champs électriques correspondants sont présentés en inserts. L'impulsion suit le scénario standard de la filamentation femtoseconde [93] qui repose sur la formation de deux pics après la refocalisation de la partie arrière de l'impulsion. Notons que les structures qui se produisent dans cette partie arrière signalent une action significative du processus d'auto-raïdissement.

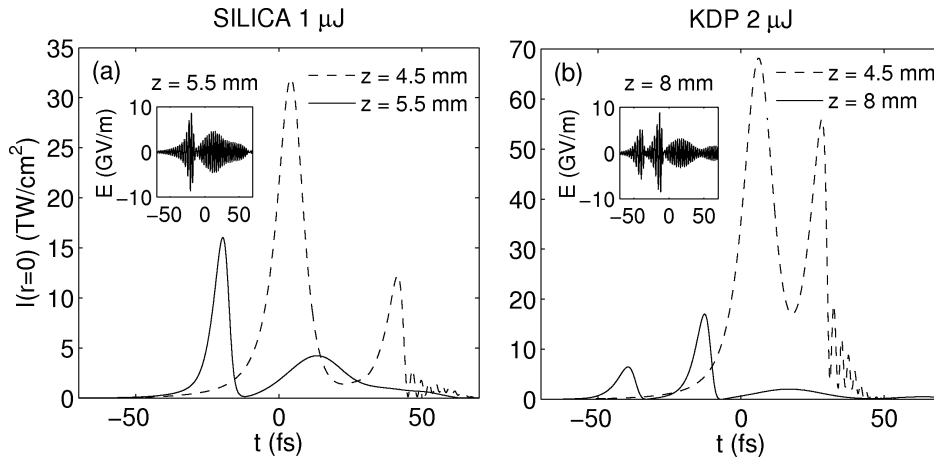


FIGURE 5.16 – Profils temporels à deux distances de propagation pour des impulsions de durée 50 fs se propageant dans (a) la silice et (b) le KDP. Les inserts montrent les champs électriques des impulsions au maximum de compression.

5 Filamentation d'impulsions laser subpico-secondes

Comme nous pouvons le voir sur la figure 5.14 et la Table 5.3, la dynamique dans les cristaux de KDP met en exergue des temps de relaxation plus grands, i.e., la durée de vie des électrons libres s'étend sur des durées picosecondes pour les transitions des états de défauts SLG2, voire même sur presque 10 ps pour la transition directe par MPI et l'ionisation par avalanche. Il peut donc être instructif de répéter les précédentes simulations pour des impulsions plus longues, dans le but de voir si la durée de l'impulsion peut influencer les différents canaux d'ionisation du KDP.

La figure 5.17 montre les mêmes informations qu'en figure 5.15, mais pour une impulsion initialement gaussienne avec $t_p = 500$ fs, avec la même taille transverse w_0 et les mêmes rapports de puissance, donc une énergie de 5 μ J dans la silice et de 10 μ J dans le KDP. Des intensités maximales similaires, à savoir ~ 80 TW/cm² dans la silice et ~ 200 TW/cm² dans le KDP, sont retrouvées. Cela n'est pas surprenant puisque l'équilibre entre l'auto-focalisation et la défocalisation plasma n'est pas déterminé par la durée initiale de l'impulsion, mais par la durée effective d'ionisation. Donc, des densités similaires émergent près du premier foyer, i.e., $\rho_{\max}^{\text{KDP}} = 2 \times \rho_{\max}^{\text{silice}} = 2.6 \times 10^{20}$ cm⁻³ à $z \simeq 0.7$ cm.

À l'opposé, la durée de l'impulsion initiale affecte le nombre d'évènements de focalisation-défocalisation, la dispersion et la longueur des filaments. Nous rapportons jusqu'à 15 % de pertes dans la silice et $\sim 40\%$ dans le KDP sur la longueur du filament principal. Sur cet intervalle, l'absorption multiphotonique décroît plus fortement la puissance de l'impulsion lorsque plusieurs pics participent au processus d'ionisation. Sur la Fig. 5.17(d), nous retrouvons de nouveau un canal plasma étendu dans le KDP ($\rho_{\max} \gtrsim 10^{16}$ cm⁻³) qui prolonge l'auto-guidage aux faibles intensités ≈ 10 TW/cm² [Fig. 5.17(b)], comme déjà observé avec une impulsion de 50 fs. La courbe rouge en pointillé montre l'intensité et la densité d'électrons obtenues lorsqu'uniquement un processus MPI à 5 photons est pris en considération pour l'ionisation du KDP. Comme attendu, les contributions des plasma SLGs cessent. Elles sont donc cruciales pour auto-guider l'impulsion laser sur de plus grandes distances. Les figures 5.17(e,f) illustrent les dynamiques de filamentation dans les deux matériaux. Chaque évènement de focalisation-défocalisation couvre une séquence dispersive étendue sur des distances légèrement plus grandes. Cependant, cela n'em-

pêche pas l'impulsion d'atteindre des durées ultrabrèves après plusieurs événements l'amenant à se scinder. La figure 5.17(g,h) montre le diamètre du filament qui reste ici comparable pour les deux matériaux.

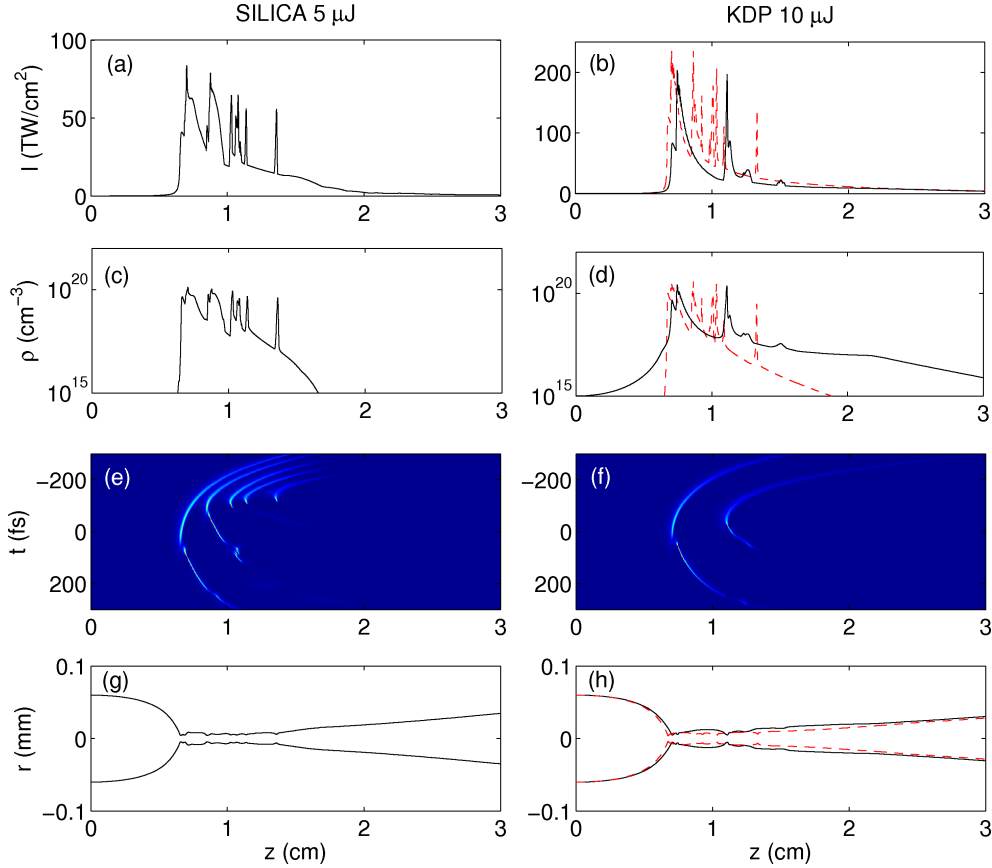


FIGURE 5.17 – Filamentation d’une impulsion gaussienne avec $t_p = 500$ fs, $w_0 = 60$ μm se propageant dans la silice (colonne de gauche) et dans le KDP (colonne de droite). Les énergies initiales sont 5 μJ pour la silice et 10 μJ pour le KDP. (a,b) Intensité maximale ; (c,d) densité plasma correspondante ; (e,f) dynamique non-linéaire dans le plan (z, t) pour des impulsions de plus grande énergie ; (g,h) diamètre des filaments à $1/e^2$. Dans les figures (b,d,h) les courbes rouges en tirets correspondent à la filamentation dans le KDP avec le processus à 5 photons seulement.

Les figures 5.18(a,b) détaillent les profils temporels à différentes distances de propagation, incluant le maximum de compression. Les impulsions longues se cassent en structures multi-pics, certaines pouvant atteindre des durées FWHM de 6.56 fs à $z = 9$ mm dans la silice et 5.3 fs à $z = 8$ mm dans le KDP.

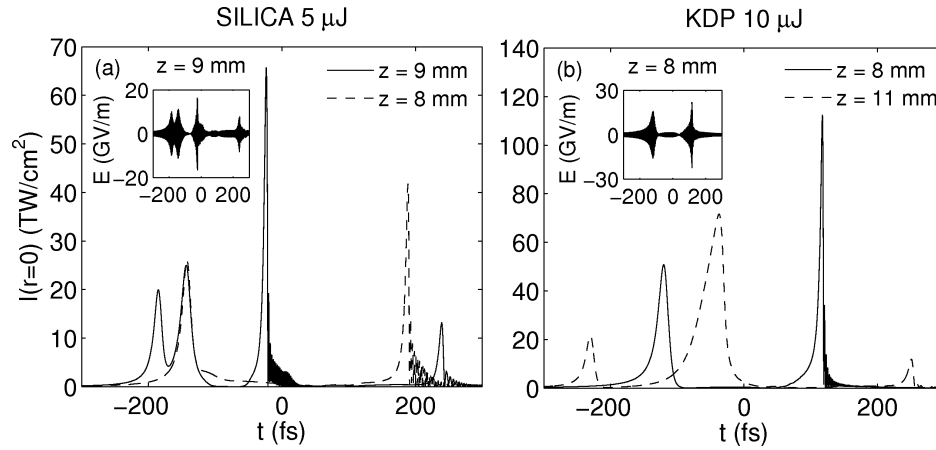


FIGURE 5.18 – Profils temporels à deux distances de propagation pour des impulsions de 500 fs se propageant dans (a) la silice et (b) le KDP. Les inserts montrent les champs électriques des impulsions à leur maximum de compression.

De tels évènements de compression produisent une importante génération de supercontinuum. Les figures 5.19(a,b) montrent l'élargissement spectral maximal atteint par des impulsions avec $t_p = 50$ fs et $t_p = 500$ fs dans la silice et dans le KDP. Proche des intensités maximales, une forte génération de plasma et des effets d'auto-raïdissement décalent le spectre vers le bleu [14, 105, 116]. Les oscillations dans le spectre proviennent du développement de plusieurs pics dans le profil de l'impulsion [124].

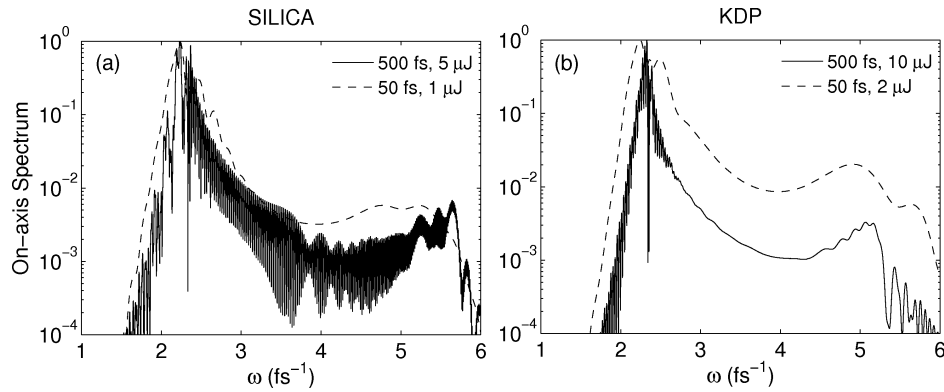


FIGURE 5.19 – Spectre des impulsions avec $t_p = 50$ fs (courbe en tirets) et $t_p = 500$ fs (courbe pleine). Les distances de propagation sont (a) $z = 4.5$ mm et $z = 9$ mm pour la silice, et (b) $z = 4.5$ mm et $z = 8$ mm pour le KDP.

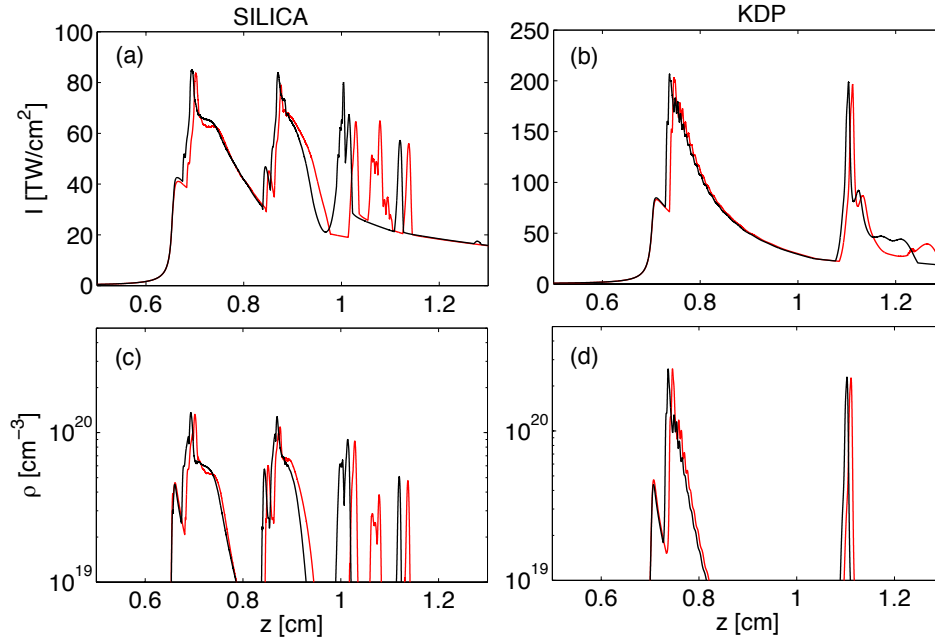


FIGURE 5.20 – (a,b) Intensité maximale dans la silice (colonne de gauche) avec $E_{\text{in}} = 5 \mu\text{J}$ et dans le KDP (colonne de droite) avec $E_{\text{in}} = 10 \mu\text{J}$. (c,d) Densités plasma correspondantes. Les courbes rouges prennent en compte l'ionisation par avalanche.

En conséquence, les distorsions spatio-temporelles subies par les impulsions courtes sont pour la plupart génériques pour des impulsions longues, et c'est aussi le cas de leurs variations en fréquence respectives. De plus, allonger la durée de l'impulsion n'augmente pas de manière proportionnelle l'influence de l'ionisation collisionnelle, puisque les pics les plus intenses sont soutenus par de très petites structures optiques de l'ordre de ~ 10 fs. En dépit du fait que le temps de collision dans le KDP est 5 fois plus grand que celui dans la silice, nous avons vérifié que l'ionisation par impact n'altère la densité totale d'électrons que par un facteur de $\sim 8\%$ dans la silice et par $\sim 2\%$ dans le KDP près du premier foyer non linéaire [cf. Fig. 5.20].

Enfin, nous n'avons pas observé de différence significative dans le comportement de la fluence [$\mathcal{F} = \int I(r, z, t) dt$] dans la silice ou dans le KDP (voir Fig. 5.21). Typiquement, une impulsion de durée $t_p = 50$ fs dans le KDP atteint des maxima en fluence de 2 J/cm^2 et d'environ la moitié dans la silice. En utilisant une impulsion de durée 10 fois supérieure on relève une augmentation du niveau de fluence d'un facteur ~ 2.5 seulement. Sur la base de la figure 1 de la Réf. [49], nous pouvons estimer que les processus d'ablation commencent à des fluences de 4

J/cm^2 avec des impulsions à 800 nm et de durée de ~ 50 fs. Ce seuil de dommage peut être localement atteint avec des impulsions plus longues, mais il ne l'est pas pour des impulsions femtosecondes. Il en est de même pour la silice. Selon la figure 9 de la Réf. [103], la fluence seuil de dommage dans la silice est de $\sim 1.4 \text{ J}/\text{cm}^2$ pour des impulsions de 50 fs et d'environ $5 \text{ J}/\text{cm}^2$ pour des impulsions 10 fois plus longues. Ces valeurs sont en deçà des fluences maximales atteintes.

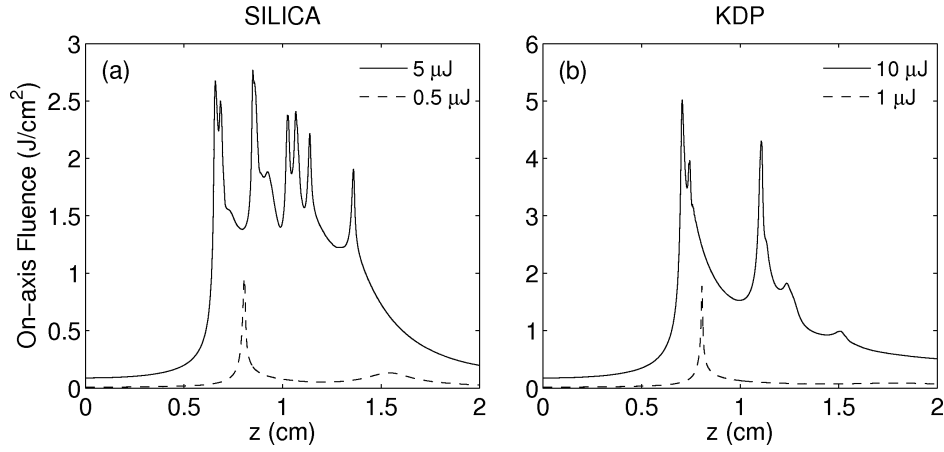


FIGURE 5.21 – Évolution de la fluence en fonction de z pour des impulsions de durée $t_p = 50$ fs (courbe en tirets) et $t_p = 500$ fs (courbe pleine).

6 Conclusion

En résumé, nous avons étudié numériquement dans un premier temps la dynamique de propagation d'impulsions femtosecondes dans les domaines ultraviolet et infrarouge, en négligeant la dynamique électrons-trous. Le modèle retenu dans l'IR, qui nécessite un nombre moindre de photons ($K' = 3$) pour transférer un électron vers la bande de conduction en raison d'états localisés dans la bande interdite, favorise des impulsions atteignant un niveau d'intensité de saturation plus élevé que dans l'UV. Cela est expliqué par une densité de défauts (SLGs) faible qui limite l'efficacité de la saturation non-linéaire. Un produit $\sigma_K \rho$ faible favorise les hautes intensités en régime de filamentation. En sus, nous nous sommes intéressés à l'influence d'un gap plus petit sur la dynamique de propagation dans le domaine infrarouge. Nous observons qu'un gap plus petit favorise des niveaux d'intensité plus élevés, puisque $\sigma_{K'}^{9\text{eV}} / \sigma_{K'}^{7.7\text{eV}} > 1$. Ces comportements caractéristiques interviennent dans une description plus complète de l'ionisation des cristaux.

Dans un second temps, nous avons comparé l'influence de différents canaux d'ionisation dans les verres de silice et les cristaux de KDP en régime de filamentation pour des impulsions femtosecondes et sub-picosecondes. Les niveaux de fluence restent en-dessous des seuils de dommages attendus dans les solides. Nous observons des intensités plus élevées, promues par une section efficace d'ionisation plus faible, et une densité d'électrons un peu plus grande dans la bande de conduction du KDP. Cette découverte pourrait être importante pour les cristaux qui présentent des défauts avec des seuils de dommages plus faibles. En dépit de l'augmentation de l'intensité maximale, les dynamiques de filamentation sont très similaires dans les deux matériaux si nous prenons en compte la plus grande puissance critique du KDP. Cette étude suggère donc que la propagation d'impulsions ultrabrèves dans des matériaux à structure de bande complexe peut être modélisée par une réponse non-linéaire d'un matériau équivalent à structure de bande simple. Nous avons mis en évidence la possibilité de comprimer efficacement des impulsions femtosecondes qui développent un important supercontinuum dans les deux matériaux. Les états électroniques localisés dans la bande interdite du KDP augmentent la densité d'électrons dans la bande de conduction aux faibles intensités laser et permet donc de prolonger un canal plasma dans un régime de post-ionisation. Notre résultat souligne l'universalité des caractéristiques de la filamentation pour des matériaux ayant des bandes interdites larges.

–Il nous faut peu de mots pour exprimer l'essentiel.

Paul Eluard (1895- 1952)

6

Conclusion

La dégradation des verres optiques sous flux laser intense est un point dur technologique dans la construction du Laser MégaJoule (LMJ) du CEA-DAM, dédié en particulier à la fusion par confinement inertiel. L'endommagement des optiques de cette installation repose en partie sur l'augmentation locale de l'intensité laser par auto-focalisation Kerr et l'ionisation des molécules de silice induite par des faisceaux laser de forte puissance à l'interface source laser/chambre d'expérience. L'auto-focalisation Kerr conduit à la formation de structures optiques de petites tailles dont l'intensité peut excéder la dizaine de TW/cm^2 et endommager les verres via la génération de plasma. Pour des impulsions longues (ns), le mécanisme d'auto-focalisation est en outre couplé à la rétrodiffusion Brillouin stimulée qui déplete naturellement une partie de l'énergie laser incidente et peut conduire à la formation de dommages localisés en face avant du matériau.

Des expériences d'interférométrie conduites en régime d'impulsions femtosecondes permettent d'identifier avec précision les différentes étapes d'ionisation, de génération de plasma et de création de défauts, constituant les précurseurs de la phase d'endommagement.

L'objectif de cette thèse a été double. Nous avons tout d'abord testé des configurations de faisceaux sujets à la filamentation laser dans les hublots de l'installation LMJ en régime d'impulsions nanosecondes. Le risque de déclencher de l'auto-focalisation dans des zones réduites de faisceaux LMJ nous a conduit ensuite à mieux modéliser l'inter-

action laser-matière en incluant une source plasma dynamique. Enfin nous avons étudié cette même dynamique non-linéaire dans les cristaux de KDP en incluant plusieurs voies d'ionisation que nous avons comparées au modèle « standard » de filamentation laser en régime femtoseconde. L'ensemble de ces travaux a fait l'objet de simulations numériques réalisées à partir des codes de propagation optique à architectures massivement parallèles du CEA-DIF (machines Airain et Curie du TGCC/CCRT). Ces codes, à savoir SBS_3D pour les impulsions nanosecondes subissant de la rétrodiffusion Brillouin et UPPE pour la filamentation ultrarapide, décrivent en commun une compétition entre auto-focalisation Kerr et ionisation du matériau pour des impulsions laser de forte puissance.

Dans le Chapitre 2, nous avons établi les équations de propagation couplant l'auto-focalisation induite par l'effet Kerr, la rétrodiffusion Brillouin stimulée et la génération de plasma. Nous avons rappelé quelques résultats analytiques concernant l'équation de Schrödinger non-linéaire. Le phénomène singulier de collapse d'ondes et ses conséquences sur des faisceaux de forte puissance ont été démontrés à l'aide d'un traitement analytique de type Viriel : au-delà de la puissance d'auto-focalisation, l'impulsion collapse (ou s'auto-focalise) spatialement et son amplitude diverge à distance finie. À cette distance, le plasma créé par ionisation locale des molécules du milieu conduit à une défocalisation de l'impulsion, et donc permet d'arrêter ce comportement divergent du faisceau. L'auto-focalisation optique et la défocalisation plasma sont les principaux processus qui dictent la dynamique spatio-temporelle de l'impulsion. L'équilibre entre ces deux phénomènes explique la formation de filaments femtosecondes qui peuvent se propager sur plusieurs centimètres dans les solides transparents. En outre, nous avons rappelé les gains stationnaire et instationnaire qui caractérisent l'amplification de l'onde Stokes rétrodiffusée par effet Brillouin. Lors de l'interaction d'un rayonnement laser avec un milieu dense, la force d'électrostriction générée par des impulsions nanosecondes intenses induit des fluctuations de densité dans ce milieu, ce qui a pour effet de produire des ondes acoustiques. Ainsi, lorsque l'onde laser interagit à son tour avec ces ondes acoustiques, une partie de son énergie est déplétée pour engendrer une onde Stokes qui se propage préférentiellement en géométrie de rétrodiffusion, qui correspond à la configuration pour laquelle le décalage Brillouin est maximal.

Les différents outils numériques utilisés, à savoir les codes SBS_3D, SBS_3D_EXP et UPPE pour simuler des impulsions dans les verres de silice et les cristaux de KDP, ont été décrits et leurs performances respectives ont été discutées.

Le Chapitre 3, consacré à l'étude numérique de faisceaux LIL, a consisté à étendre l'étude antérieure de Sarah Mauger [84] à des faisceaux réalistes, de taille relativement grande, se propageant dans les hublots de la chaîne d'intégration laser LIL et/ou du LMJ. Les simulations numériques réalisées à partir du code SBS_3D_EXP nous ont permis de valider les configurations de faisceaux prévues afin de se prémunir de la rétrodiffusion Brillouin sur des épaisseurs de silice inférieures à 4.3 cm et pour des intensités moyennes strictement inférieures à 10 GW/cm^2 .

Nous avons mis en évidence que les modulations d'amplitude et de phase introduites dans le profil temporel des impulsions LIL contribuent efficacement à contenir les fluences réfléchies en entrée des verres de silice à des niveaux négligeables. Elles participent également à réduire le couplage entre l'onde de pompe et l'onde Stokes rétro-diffusée, à l'origine d'instabilités modulationnelles, et enfin à retarder l'auto-focalisation de l'onde pompe. L'originalité de ce travail a résidé dans l'implémentation de profils de puissance et de phase, en temps et en espace, calibrés pour l'installation LMJ et incluant des figures de speckles induites par le lissage en amont du pilote laser.

En outre, nous avons montré que des impulsions LIL complètes (avec la modulation d'amplitude et de phase, et la dispersion de la fibre transportant les impulsions) et ces mêmes impulsions se propageant sans effet Brillouin et avec un profil temporel non modulé, présentent une dynamique de filamentation identique. Ce résultat important confirme de nouveau le choix des profils d'impulsions optés pour le LMJ pour supprimer la rétrodiffusion Brillouin sur quelques centimètres de verre.

Notons toutefois que les fluctuations de certaines zones de l'impulsion pompe au delà de 10 GW/cm^2 sont possibles et peuvent accidentellement conduire à une auto-focalisation partielle du faisceau. Celle-ci engendre une amplification de l'intensité laser de trois ordres de grandeur et est donc susceptible d'enclencher des processus d'ionisation et donc de créer un plasma. La prise en compte d'une réponse plasma instationnaire dans les modèles numériques s'avère donc nécessaire. En effet, celle-ci peut modifier la localisation du foyer

d'auto-focalisation et est cruciale pour faire le lien avec la conversion de l'énergie pompe dans la modification de la structure de bande du matériau via un plasma d'électrons.

Dans le Chapitre 4, nous avons étudié le couplage entre l'auto-focalisation Kerr, la rétrodiffusion Brillouin stimulée et la génération de plasma pour des impulsions nanosecondes, opérant dans l'ultra-violet et l'infrarouge dans des verres de silice. L'effet d'une réponse plasma non-stationnaire essentiellement gouvernée par l'ionisation multiphonique et la recombinaison électronique a été particulièrement étudié.

Lorsque les impulsions ne sont pas (ou sont peu) soumises à des perturbations externes, nous avons mis en évidence l'apparition d'instabilités modulationnelles, conséquence de l'action dynamique du plasma après un régime d'équilibre quasi-stationnaire entre le phénomène de filamentation Kerr et la défocalisation plasma. Une analyse de stabilité de type onde plane permet d'expliquer ce régime instable et montre l'existence de modes perturbatifs en temps, dont la fréquence de gain maximal est de l'ordre de l'inverse du temps de recombinaison électronique, soit 100-200 fs. Nous montrons que ces instabilités se développent à partir de la compression Kerr lors de la phase d'auto-focalisation à cause du bruit numérique local. Les instabilités ont pour origine la durée de vie finie du plasma sur laquelle la région la plus focalisée de l'impulsion, initialement nanoseconde, tend à se scinder en plusieurs pics de durée femtoseconde. Toutefois, lorsque l'on introduit de petites perturbations temporelles dans le profil initial de l'impulsion, celle-ci entre directement en régime de filamentation ultrabrève durant sa première phase d'auto-focalisation. Le bruit extérieur déclenche dans ce cas les instabilités causées par le caractère inertiel de la réponse plasma dès que le faisceau croît en intensité.

Lorsque le processus Brillouin est actif, nous observons une forte rétrodiffusion de l'onde laser sur quelques cm de propagation dans la silice. En raison des fluctuations induites par les ondes sonores et du processus Brillouin, une impulsion pompe qui s'auto-focalise à haute puissance entre directement en régime de filamentation ultracourte même sans bruit additionnel extérieur. Par comparaison avec la dynamique développée par une onde, les instabilités plasma se développent en entrée d'échantillon en présence d'effet Brillouin. En effet, la densité plasma est excitée par des ondes Stokes dont l'intensité est maximale dès les premières distances de propagation et qui contribuent dans la variation de l'indice non-linéaire du verre. La comparaison des niveaux d'amplification de l'onde de pompe en présence d'une réponse plasma stationnaire ou pas a validé le lien entre

les instabilités rapportées et la nature inertielle du plasma. En procédant toujours par une analyse de stabilité de type onde plane, nous avons montré que ces instabilités plasma s'établissent pour une fréquence proche de l'inverse du temps de recombinaison électronique de manière analogue à la configuration à une onde. La différence réside dans l'amplification de l'onde rétrodiffusée dans la partie arrière (en temps) de l'impulsion pompe. Cette amplification se développe à des distances proches de la face d'entrée du matériau où s'accroît la non-linéarité plasma.

Pour se prémunir de la rétrodiffusion Brillouin en face avant de l'échantillon, des modulations de phase ont été introduites dans le profil temporel du faisceau pompe. Celles-ci scindent l'impulsion initialement de durée nanoseconde en un train d'impulsions picosecondes qui inhibe la création d'ondes acoustiques. Nous montrons que les modulations de phase permettent de réduire efficacement les niveaux de fluences rétrodiffusées et par la-même celles induites par la réponse plasma instationnaire en début d'échantillon. Pour des intensités incidentes élevées ($\geq 26 \text{ GW/cm}^2$) de grandes fréquences de modulation permettent d'annihiler le phénomène de rétrodiffusion Brillouin. En l'espèce, l'onde réfléchie et la forte densité plasma s'annulent en face d'entrée de l'échantillon, préservant l'intégrité du profil spatio-temporel du faisceau pompe sur quelques cm.

Ce travail, pour la première fois, fournit une étude numérique du couplage d'impulsions initialement nanosecondes en présence d'une réponse plasma instationnaire sur une centaine de femtosecondes dans les solides. Nous avons montré le caractère instable de telles impulsions lors de l'ionisation du matériau. Les instabilités plasma disparaissent avec des modulations de phase adaptées au niveau d'intensité laser incident. Toutefois de telles modulations de phase peuvent s'avérer fragiles lors de la création de dommages lorsque les impulsions employées présentent des fluctuations aléatoires dans le profil temporel. Elles ne sont pas garantes de l'absence de composante rétrodiffusée pour toute impulsion optique d'intensité élevée.

Enfin, dans le Chapitre 5, nous nous sommes intéressés à la propagation d'impulsions femtosecondes UV et IR dans les verres de silice et les cristaux de KDP. Dans un premier temps, nous avons montré que le modèle d'ionisation MPI qui prend en compte un nombre moindre de photons ($K' = 3$) dans l'infrarouge en présence de défauts promet des niveaux d'intensité plus importants que pour des transitions multiphotoniques directes entre la bande de valence et la bande de conduction. Nous avons expliqué ce phénomène par une faible densité d'états localisés de défauts ($\rho_{\text{SLG}} \sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$), qui amoindrit le niveau de saturation non-linéaire de l'auto-focalisation Kerr et donc produit des intensités de filamentation élevées. L'influence d'un gap plus petit augmente encore le niveau d'intensité. En outre, nous observons moins de cycles d'auto-focalisation Kerr et de défocalisation plasma, s'expliquant par un temps de relaxation électronique plus grand.

Forts de ces observations, nous nous sommes finalement intéressés à la dynamique d'ionisation propre aux cristaux de KDP impliquant plusieurs états localisés dans la bande interdite et une dynamique électrons-trous effective. Nous avons ainsi étudié l'influence de différents modèles d'ionisation dans les verres de silice et les cristaux de KDP pour des impulsions initialement femtosecondes et subpicosecondes. Nous rapportons des niveaux d'intensité plus importants dans le KDP, associés à une section d'ionisation faible, pour les transitions directes entre bande de valence et bande de conduction. Aussi, nous observons dans le KDP un canal plasma plus long, qui est entretenu par les états localisés de défauts, dont le rôle est prépondérant à des intensité modérés $\sim 10 \text{ TW/cm}^2$ qui permettent l'auto-guidage de l'impulsion laser sur de plus longues distances. Mis à part cette augmentation d'intensité durant la filamentation laser et le maintien d'un canal plasma plus important dans le KDP, la dynamique développée dans les deux matériaux présente des aspects propagatifs tout à fait analogues.

Cette thèse nous a donc permis d'étudier l'auto-focalisation, la rétrodiffusion Brillouin et la génération de plasma dans le domaine UV et IR pour des impulsions nanosecondes se propageant dans des verres de silice. L'originalité de ce travail a été d'incorporer une réponse plasma instationnaire dans les équations de propagation pour faire la transition avec la physique de l'endommagement. Durant sa propagation, nous avons découvert que l'impulsion pompe était sujette à des instabilités plasma, forçant l'onde de pompe à s'auto-focaliser de manière prématurée près de la face d'entrée d'un échan-

tillon de silice de quelques cm d'épaisseur. Nous avons montré que ces instabilités sont dues à une forte rétrodiffusion Brillouin en entrée d'échantillon qui favorise une croissance forte de la contribution plasma. Celle-ci, en retour, force l'impulsion pompe à atteindre des niveaux d'intensité élevés. Des modulations de phase que nous savions efficaces pour supprimer la rétrodiffusion Brillouin seule permettent en outre d'éradiquer ces instabilités plasma en début de propagation et de préserver ainsi l'intégrité de l'impulsion pompe.

En outre, nous nous sommes intéressés à la dynamique d'impulsions femtosecondes dans la silice et les cristaux de KDP. Cette étude a permis de comparer la dynamique d'ionisation dans ces deux matériaux. L'influence de défauts localisés dans la bande interdite du KDP a été modélisée numériquement. En effet ces défauts participent au processus d'ionisation en impliquant moins de photons que le processus d'ionisation MPI. Hormis, des intensités de filamentation sensiblement plus élevées et un plasma maintenu sur de plus grandes distances à faible densité électronique dans le KDP, la dynamique développée dans les deux matériaux est quasi-identique. Ce résultat important suggère qu'une modélisation de l'interaction laser-matière pour des matériaux à structure de bande plus simple, comme la silice, peut anticiper la dynamique de propagation dans des matériaux dont la structure de bande est plus complexe (ici les cristaux de KDP).

Concernant l'endommagement, les densités plasma atteintes sont inférieures à 10^{21} cm^{-3} et ne permettent pas de façon générale d'atteindre les seuils de dommage en fluence. Elles laissent donc l'impulsion se propager en régime de filamentation, sans claquage dans les deux matériaux étudiés ici.

Dans la majeure partie de cette thèse, à l'exception du Chapitre 3, nous avons travaillé exclusivement avec des petits faisceaux de taille de quelques dizaines de microns ($\approx 15 - 60 \mu\text{m}$) et des intensités incidentes supérieures au seuil de 10 GW/cm^2 , favorisant la filamentation d'impulsions de forte puissance dans la silice. La modélisation de petits faisceaux a été en partie dictée par des contraintes numériques, nous éloignant ainsi des impulsions caractéristiques incidentes du LMJ, à savoir des faisceaux de section carrée de plusieurs dizaines de centimètres de côté ($30 \text{ cm} \times 30 \text{ cm}$) et une intensité incidente strictement inférieure à 10 GW/cm^2 . Néanmoins, cette étude a permis d'anticiper ce qu'une portion de faisceau LMJ pourrait subir durant sa phase de propagation si elle devient sujette à une auto-focalisation complète dans le hublot.

Pour décrire la propagation de faisceaux intenses dans les hublots de silice et les cristaux de KDP de façon plus conforme aux conditions expérimentales, il faudra dans le futur augmenter considérablement les performances des codes existants pour simuler des tailles de faisceaux centimétriques dans des temps de calcul raisonnables.



Détails des calculs établissant l'équation acoustique

Dans cette annexe, nous détaillons les étapes de calculs pour l'établissement de l'équation d'enveloppe des ondes acoustiques.

Nous repartons des équations hydrodynamiques (2.25), (2.26) et (2.27).

Ces équations sont ensuite linéarisées en opérant les changements de variables $\rho \rightarrow \rho_0 + \rho'$, $T \rightarrow T_0 + T'$, $p \rightarrow p_0 + p'$, $\vec{u} \rightarrow \vec{u}_0 + \vec{u}'$ avec $\vec{u}_0 = 0$ et $s \rightarrow s_0 + s'$ et en ne retenant que les termes perturbatifs au premier ordre ($\rho' \ll \rho_0$, $T' \ll T_0$, $p' \ll p_0$, $s' \ll s_0$, $\vec{u}' \ll \vec{u}_0$). Ainsi :

- L'équation de conservation de la masse (2.25) devient :

$$\rho_0 \vec{\nabla} u' = -\partial_t \rho'. \quad (\text{A.1})$$

- Pour traiter la conservation du moment (2.26), nous considérons T et ρ comme variables thermodynamiques indépendantes :

$$\begin{aligned} p' &= \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_T \rho' + \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_\rho T' = \frac{C_s^2}{\gamma} \rho' + \beta_p \rho_0 \frac{C_s^2}{\gamma} T' \\ &= \frac{C_s^2}{\gamma} (\rho' + \beta_p \rho_0 T') \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

avec

$$\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_T = \gamma^{-1} \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s = \frac{C_s^2}{\gamma}, \quad \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_\rho = \gamma^{-1} \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_p = \beta_p \rho_0 \frac{C_s^2}{\gamma}$$

et $\gamma = c_p/c_v$ est l'indice adiabatique défini comme le rapport des capacités calorifiques à pression et volume constant. β_p est le coefficient de dilatation thermique à pression constante. L'équation (2.26) devient donc :

$$\rho_0 \partial_t u' + \frac{C_s^2}{\gamma} \nabla \rho' + \frac{C_s^2}{\gamma} \beta_p \rho_0 \nabla T' - (2\eta_s + \eta_d) \nabla (\nabla u') + \eta_s (\nabla (\nabla u') - \Delta u') = \vec{F}. \quad (\text{A.3})$$

Après quelques réarrangements, on obtient finalement :

$$\rho_0 \partial_t u' + \frac{C_s^2}{\gamma} \nabla \rho' + \frac{C_s^2}{\gamma} \beta_p \rho_0 \nabla^2 T' - \eta_s \Delta u' - (\eta_s + \eta_d) \nabla (\nabla u') = \vec{F}, \quad (\text{A.4})$$

où η_s et η_d sont respectivement les coefficients de cisaillement et de dilatation.

– L'équation de la conservation d'énergie s'exprime sous la forme :

$$(\rho_0 c_v \partial_t - \kappa \nabla^2) T' - \frac{c_v}{\beta_p} (\gamma - 1) \partial_t \rho' = \alpha_L I. \quad (\text{A.5})$$

Nous prenons la divergence de l'équation (A.3) puis appliquons l'équation (A.1). De plus, nous introduisons la relation $2\eta_s + \eta_d = \frac{4}{3}\eta_s + \eta_b$, où η_b représente le coefficient de viscosité du milieu [8, 36]. Ainsi nous obtenons

$$\partial_t^2 \rho' - \frac{C_s^2}{\gamma} \nabla^2 \rho' - \frac{C_s^2}{\gamma} \beta_p \rho_0 \nabla^2 T' - \frac{\left(\frac{4}{3}\eta_s + \eta_b\right)}{\rho_0} \nabla^2 \partial_t \rho' = -\vec{\nabla} \cdot \vec{F}. \quad (\text{A.6})$$

Nous utilisons l'équation de transport (2.27) après avoir dérivé l'équation (A.6) par rapport au temps, pour aboutir à la relation suivante :

$$\begin{aligned} \partial_t \left[\partial_t^2 \rho' - \frac{C_s^2}{\gamma} \nabla^2 \rho' - \frac{C_s^2}{\gamma} \beta_p \rho_0 \nabla^2 T' - \frac{\frac{4}{3}\eta_s + \eta_b}{\rho_0} \nabla^2 \partial_t \rho' \right] &= -\vec{\nabla} \partial_t \vec{F}, \quad (\text{A.7}) \\ \partial_t \left[\partial_t^2 - \frac{C_s^2}{\gamma} \nabla^2 - \frac{\frac{4}{3}\eta_s + \eta_b}{\rho_0} \nabla^2 \partial_t \right] \rho' - \frac{C_s^2}{c_p} \beta_p \kappa \nabla^4 T' - \frac{C_s^2}{\gamma} (\gamma - 1) \nabla^2 \partial_t \rho' \\ &= -\vec{\nabla} \partial_t \vec{F} + \frac{C_s^2 \beta_p \alpha_L}{c_p} \nabla^2 I. \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

Finalement, on obtient en utilisant (2.24)

$$\begin{aligned} \partial_t \left[\partial_t^2 - C_s^2 \nabla^2 - \frac{\left(\frac{4}{3}\eta_s + \eta_b\right)}{\rho_0} \nabla^2 \partial_t \right] \rho' - \frac{C_s^2}{c_p} \beta_p \kappa \nabla^4 T' - \frac{C_s^2}{\gamma} (\gamma - 1) \nabla^2 \partial_t \rho' \\ = \nabla^2 \left[\frac{C_s^2 \beta_p \alpha_L}{c_p} I - \frac{\gamma_e}{2n_0 c} \partial_t I \right]. \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

Nous supposons que l'absorption optique du milieu est négligeable, i.e., $\alpha_L \rightarrow 0$. En d'autres termes, l'indice de réfraction linéaire du milieu ne contient pas de termes dissipatifs. Cette condition est toujours valide dans la silice à 355 nm pour laquelle $\alpha_L < 10^{-6} - 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$ [8, 36]. De plus, nous omettons la conductivité thermique ($\kappa = 0$) qui s'établit sur des échelles spatiales de quelques micromètres pour des durées impulsionsnelles à mi-hauteur inférieures à la dizaine de nanosecondes.

Dans ces conditions l'équation (A.5) se réduit comme suit :

$$\rho_0 c_v \partial_t T' \simeq \frac{c_v}{\beta_p} (\gamma - 1) \partial_t \rho', \quad (\text{A.10})$$

et l'équation (A.9) devient après une intégration directe en temps :

$$\left[\partial_t^2 - C_s^2 \nabla^2 - \Gamma' \nabla^2 \partial_t \right] \rho' = -\frac{\gamma_e}{2n_0 c} \nabla^2 I. \quad (\text{A.11})$$

Ici, $\Gamma' \simeq \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{4}{3}\eta_s + \eta_d\right)$ reflète les propriétés de viscosité du milieu à partir desquelles se développent des ondes acoustiques. Ce coefficient est habituellement relié au coefficient d'amortissement Γ_B par la relation

$$\Gamma' = \frac{\Gamma_B}{q^2}. \quad (\text{A.12})$$

En absence d'échanges thermiques on a $\gamma = 1$. L'équation (A.11) régit les variations acoustiques excitées par l'onde de pompe laser. Ses solutions sont recherchées sous la forme d'enveloppe :

$$\rho' = \rho_0 + \left[\bar{\rho}(\vec{r}, t) e^{i(\vec{q} \cdot \vec{r} - \Omega t)} + c.c. \right], \quad (\text{A.13})$$

où l'acronyme c.c. désigne le complexe conjugué. Cette expression est introduite dans l'équation (A.11) en faisant l'hypothèse que les ondes acoustiques se propagent essentiellement selon (Oz) . Successivement :

– le premier terme $\partial_t^2 \rho'$ se décompose comme suit :

$$\partial_t^2 \rho' = \partial_t \left[(-i\Omega \bar{\rho} + \partial_t \bar{\rho}) e^{i(qz - \Omega t)} + c.c \right] \quad (\text{A.14})$$

$$\partial_t^2 \rho' = [(-\Omega^2 - 2i\Omega \partial_t + \partial_t^2) \bar{\rho}] e^{i(qz - \Omega t)} + c.c \quad (\text{A.15})$$

– le deuxième terme donne :

$$-C_s^2 \nabla^2 \rho' = -C_s^2 \nabla_{\perp}^2 \bar{\rho} e^{i(qz - \Omega t)} - C_s^2 \partial_z [(iq \bar{\rho} + \partial_z \bar{\rho}) e^{i(qz - \Omega t)}] + c.c \quad (\text{A.16})$$

$$-C_s^2 \nabla^2 \rho' = -C_s^2 \nabla_{\perp}^2 \bar{\rho}' e^{i(qz - \Omega t)} - C_s^2 [-q^2 \bar{\rho} + 2iq \partial_z \bar{\rho} + \partial_z^2 \bar{\rho}] e^{i(qz - \Omega t)} + c.c \quad (\text{A.17})$$

– le troisième terme s'écrit :

$$\begin{aligned} \Gamma' \nabla^2 \partial_t \rho' &= \Gamma' (-i\Omega \nabla_{\perp}^2 \bar{\rho} + \partial_t \nabla_{\perp}^2 \bar{\rho}) e^{i(qz - \Omega t)} + \Gamma' [-i\Omega \partial_z^2 \bar{\rho} + \partial_t \partial_z^2 \bar{\rho} \\ &\quad + 2q\Omega \partial_z \bar{\rho} + 2iq \partial_t \partial_z \bar{\rho} + iq \partial_t \partial_z \bar{\rho} + \Omega q \partial_z \bar{\rho} + iq^2 \Omega \bar{\rho} - q^2 \Omega \bar{\rho}] e^{i(qz - \Omega t)} + c.c \end{aligned} \quad (\text{A.18})$$

avec $\nabla^2 = \partial_z^2 + \nabla_{\perp}^2$ et $\nabla_{\perp}^2 = \partial_x^2 + \partial_y^2$.

Finalement, en combinant les trois termes, nous obtenons :

$$\begin{aligned} [\partial_t^2 + (-C_s^2 + i\Gamma' \Omega) \partial_z^2 + (-C_s^2 + i\Gamma' \Omega) \nabla_{\perp}^2 - 2i\Gamma' q \partial_t \partial_z + (\Gamma' q^2 - 2i\Omega) \partial_t \\ + (-2\Gamma' q \Omega + 2iC_s^2 q) \partial_z + (C_s^2 q^2 - \Omega^2 - i\Gamma' q^2 \Omega)] \bar{\rho} = -\frac{\gamma_e}{2n_0 c} e^{-i(qz - \Omega t)} \nabla^2 I \end{aligned} \quad (\text{A.19})$$

Cette équation décrit l'évolution de la densité de phonons dans le matériau. Sous certaines hypothèses, elle peut être considérablement simplifiée.

Premièrement, l'hypothèse d'enveloppe lentement variable :

$$|\Omega \bar{\rho}| \gg |\partial_t \bar{\rho}|, \quad (\text{A.20})$$

réduit (A.19) comme suit :

$$\begin{aligned} -\Omega^2 \bar{\rho} - 2i\Omega \partial_t \bar{\rho} + i\Gamma' \Omega \nabla_{\perp}^2 \bar{\rho} + i\Gamma' \Omega \partial_z^2 \bar{\rho} - 2q\Omega \Gamma' \partial_z \bar{\rho} - i\Gamma' q^2 \Omega \bar{\rho} \\ + -2iC_s^2 q \partial_z \bar{\rho} - C_s^2 \nabla_{\perp}^2 \bar{\rho} + C_s^2 q^2 \bar{\rho} - C_s^2 \partial_z^2 \bar{\rho} = -\frac{\gamma_e}{2n_0 c} e^{-i(qz - \Omega t)} \nabla^2 I. \end{aligned} \quad (\text{A.21})$$

Maintenant nous supposons que le terme électrostrictif $\sim \gamma_e \nabla^2 I$ est une perturbation non-linéaire (en champ) de l'Éq. (A.11). Si nous l'annulons, les modes propres acoustiques découlent de :

$$\left[\partial_t^2 - C_s^2 \nabla^2 - \Gamma' \nabla^2 \partial_t \right] \rho' = 0. \quad (\text{A.22})$$

En substituant l'équation (A.13) dans l'équation précédente, on trouve que q et Ω doivent être reliés par la relation de dispersion

$$\Omega^2 = q^2 (C_s^2 - i\Omega\Gamma'). \quad (\text{A.23})$$

Puisque la viscosité est faible dans la silice ($\Omega\Gamma' = 9 \times 10^8 \text{ cm}^2/\text{s}^2 \ll C_s^2 = 3 \times 10^{11} \text{ cm}^2/\text{s}^2$), cette expression peut être réécrite comme suit :

$$q^2 = \frac{\Omega^2}{C_s^2 - i\Omega\Gamma'} = \frac{\frac{\Omega^2}{C_s^2}}{1 - i\frac{\Omega\Gamma'}{C_s^2}} \simeq \frac{\Omega^2}{C_s^2} \left(1 + i\frac{\Omega\Gamma'}{C_s^2} \right) \quad (\text{A.24})$$

et donc,

$$q \simeq \frac{\Omega}{C_s} + i\frac{\Gamma_B}{2C_s}. \quad (\text{A.25})$$

En introduisant l'expression de q ci-dessus, nous trouvons avec (A.13) que l'intensité de l'onde acoustique évolue spatialement comme :

$$|\Delta\rho(z)|^2 = |\Delta\rho(0)|^2 e^{-\alpha_s z} \quad (\text{A.26})$$

où $\Delta\rho = \rho' - \rho_0$ et

$$\alpha_s = \frac{q^2 \Gamma'}{C_s} = \frac{\Gamma_B}{C_s}. \quad (\text{A.27})$$

α_s désigne le coefficient d'absorption linéaire des ondes sonores. Dans la silice, la longueur caractéristique sur laquelle les ondes acoustiques s'amortissent est évaluée à $3 \mu\text{m}$ et à $10 \mu\text{m}$ à 355 nm et 1064 nm , respectivement. On peut donc négliger toutes les dérivées spatiales de la fluctuation de densité $\bar{\rho}$ car celles-ci s'établissent sur des distances longitudinales très grandes devant la longueur caractéristique d'amortissement des ondes acoustiques. Par conséquent l'équation (A.21) s'écrit

$$-2i\Omega\partial_t \bar{\rho} + (\Omega_B^2 - \Omega^2 - i\Gamma_B \Omega) \bar{\rho} = -\frac{\gamma_e}{2n_0 c} e^{-i(qz - \Omega t)} \nabla^2 I. \quad (\text{A.28})$$

En outre, en faisant l'hypothèse paraxiale, c'est-à-dire que $q_z \gg q_\perp$ ($q_z \simeq q$), on considère que la densité de phonons varie essentiellement selon l'axe (Oz). De façon consistante, nous considérons uniquement les gradients longitudinaux dans le terme source, d'où :

$$-2i\Omega\partial_t \bar{\rho} + (\Omega_B^2 - \Omega^2 - i\Gamma_B \Omega) \bar{\rho} = -\frac{\gamma_e}{2n_0 c} e^{-i(qz - \Omega t)} \partial_z^2 I. \quad (\text{A.29})$$

Dans le membre de droite, nous sélectionnons les composantes avant et arrière basse fréquence de l'intensité $I = E^2$ où $E \sim U_1 e^{k_1 z - \omega_1 t} + U_2 e^{-k_2 z - \omega_2 t}$ [cf. Éq. (2.48)]. Ainsi, l'équation (A.29) s'exprime comme suit :

$$-2i\Omega\partial_t\bar{\rho} + (\Omega_B^2 - \Omega^2 - i\Gamma_B\Omega)\bar{\rho} = \frac{q^2\gamma_e}{2n_0c}U_1U_2^*. \quad (\text{A.30})$$

avec

$$\Omega_B^2 - \Omega^2 = (\Omega_B - \Omega)(\Omega_B + \Omega) \simeq 2\Omega(\Omega_B - \Omega) = 2\Omega\Delta\Omega. \quad (\text{A.31})$$

Finalement nous obtenons,

$$\tau_B\partial_t Q + (1 + i\delta)Q = U_1U_2^*, \quad (\text{A.32})$$

qui est l'équation (2.32) du corps du mémoire.

B

Détails des calculs établissant les équations optiques

Dans cette annexe, nous décrivons les différentes étapes de calculs permettant d'aboutir au système d'équations régissant les enveloppes des champs pompe et Stokes.

Nous considérons l'équation (2.41), nous introduisons l'expression du champ électrique donnée par l'Éq. (2.48) dans celle-ci et nous sélectionnons les termes oscillant en $\sim e^{i(k_1 z - \omega_1 t)}$ et $\sim e^{i(-k_2 z - \omega_2 t)}$, ainsi nous obtenons :

$$O(e^{i(k_1 z - \omega_1 t)}) : \sqrt{c_1} [\partial_z^2 U_1 + 2ik_1 \partial_z U_1 + (k^2(\omega) - k_0^2) U_1 + \nabla_\perp^2 U_1] e^{i(k_1 z - \omega_1 t)} = -\mu_0 \omega^2 \hat{P}_{\text{NL}} \quad (\text{B.1})$$

$$O(e^{i(-k_2 z - \omega_2 t)}) : \sqrt{c_1} [\partial_z^2 U_2 - 2ik_2 \partial_z U_2 + (k^2(\omega) - k_0^2) U_2 + \nabla_\perp^2 U_2] e^{i(-k_2 z - \omega_2 t)} = -\mu_0 \omega^2 \hat{P}_{\text{NL}}. \quad (\text{B.2})$$

Nous explicitons le terme $k(\omega)$ à partir d'un développement de Taylor autour de la fréquence centrale $\omega \simeq \omega_0$:

$$k(\omega) - k_0 = (\omega - \omega_0) \left. \frac{\partial k}{\partial \omega} \right|_{\omega=\omega_0} + \sum_{n \geq 2} \frac{(\omega - \omega_0)^n}{n!} \frac{\partial^n k}{\partial \omega^n}(\omega_0) \quad (\text{B.3})$$

où $\left. \frac{\partial k}{\partial \omega} \right|_{\omega=\omega_0} = k' \simeq \frac{k_0}{\omega_0} \simeq \frac{n_0}{c}$ et $\left. \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \right|_{\omega=\omega_0} = k^{(2)}$ est le coefficient de dispersion de la vitesse de groupe (GVD, pour « Group Velocity Dispersion »). Nous déduisons donc

$$k^2(\omega) - k_0^2 \simeq 2k_0 k'(\omega - \omega_0) + 2k_0 \hat{D} \quad (\text{B.4})$$

avec

$$\hat{D} = \sum_{n \geq 2} \left(\frac{k^{(n)}}{n!} \right) (\omega - \omega_0)^n, \quad (\text{B.5})$$

désignant l'opérateur de dispersion d'ordre élevé où $k^n \equiv \partial^n k / \partial \omega^n(\omega_0)$. Dans l'espace de Fourier, l'opérateur $(\omega - \omega_0)^{(n)}$ appliqué à l'enveloppe U_i ($i = 1, 2$) correspond à la dérivée $n^{\text{ième}}$ en temps de cette enveloppe dans l'espace réel. Ce passage se déduit à l'aide de la transformée de Fourier inverse et donc :

$$D = \sum_{n \geq 2} \left(\frac{k^{(n)}}{n!} \right) (i\partial_t)^n. \quad (\text{B.6})$$

Pour des enveloppes U_i lentement variables et sous approximation paraxiale [Éq (2.50) et (2.51)], les équations (B.1) et (B.2) se réécrivent comme suit :

$$2ik_0(\partial_z + k'\partial_t)U_1 + \nabla_{\perp}^2 U_1 + 2k_0 D U_1 = -\frac{\mu_0 \omega_0}{\sqrt{c_1}} P_{NL}^1, \quad (\text{B.7})$$

$$-2ik_0(\partial_z - k'\partial_t)U_2 + \nabla_{\perp}^2 U_2 + 2k_0 D U_2 = -\frac{\mu_0 \omega_0}{\sqrt{c_1}} P_{NL}^2, \quad (\text{B.8})$$

où P_{NL}^1 et P_{NL}^2 représentent les enveloppes de la polarisation non-linéaire selon la direction avant ($\sim e^{ik_1 z - i\omega_1 t}$) et arrière ($\sim e^{-ik_2 z - i\omega_2 t}$).

Soulignons que le présent modèle ne tient uniquement que si les variations spatio-temporelles d'ordre deux des fonctions d'enveloppe sont négligées. Sauf mention contraire, les approximations d'enveloppe lentement variable et de paraxialité sont valides pour des impulsions assez longues (ns ou plusieurs ps). Dès lors, nous négligeons les termes de dispersion d'ordre élevé D . Pour des impulsions de durées nanosecondes, la dispersion de la vitesse de groupe mesurée par le facteur $k^{(2)} \Delta \omega^2 L$, où $\Delta \omega$ représente la largeur spectrale du champ électrique laser, est négligeable sur des distances inférieures à une dizaine de centimètres. Par conséquent, il est pertinent d'ignorer la dispersion d'ordre 2 et celle d'ordre supérieur aussi longtemps que

les impulsions considérées ont des durées supérieures à 1 ps. Cette condition a été vérifiée dans la référence [84].

Maintenant, nous allons expliciter les différentes contributions de la polarisation non-linéaire. Celle-ci s'écrit dans l'espace fréquentiel comme une série en puissance du champ électrique selon :

$$\hat{P}_{NL}(\vec{r}, \omega) = \hat{P}^{(3)}(\vec{r}, \omega) + \hat{P}^{(5)}(\vec{r}, \omega) + \hat{P}^{(7)}(\vec{r}, \omega) + \dots, \quad (\text{B.9})$$

où toutes les contributions paires s'annihilent pour un milieu isotrope et centro-symétrique. Avec $\hat{P}_{NL} \ll \hat{P}_L$, le terme de polarisation non-linéaire est principalement dû à la contribution d'ordre 3 qui s'exprime dans l'espace de Fourier comme suit [8, 36, 115] :

$$\begin{aligned} \hat{P}^3(\vec{r}, \omega) = & \epsilon_0 \int \int \chi^{(3)}(-\omega; \omega_1, \omega_2, \omega - \omega_1 - \omega_2) \\ & \times \mathcal{E}(\vec{r}, \omega_1) \mathcal{E}(\vec{r}, \omega_2) \mathcal{E}(\vec{r}, \omega - \omega_1 - \omega_2) d\omega_1 d\omega_2 \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

où $\chi^{(3)} \cong \chi^{(3)}(-\omega; \omega_1, \omega_2, \omega - \omega_1 - \omega_2)$ est le tenseur de susceptibilité d'ordre 3, fonction de la fréquence ω . Dans l'intervalle spectral étudié, nous assumons une non-linéarité cubique non dispersive, i.e., $\chi^{(3)} = \text{const} = \chi^{(3)}(\omega_0)$, de sorte que :

$$P^{(3)} = \epsilon_0 \chi^{(3)} E^3. \quad (\text{B.11})$$

En introduisant le champ électrique (2.48) dans l'équation (B.11), nous retenons uniquement les composantes suivantes :

$$O(e^{i(k_1 z - \omega_1 t)}) : 3\epsilon_0 \chi^{(3)} c_1^{3/2} (|U_1|^2 + 2|U_2|^2) U_1 e^{i(k_1 z - \omega_1 t)} \quad (\text{B.12})$$

$$O(e^{i(-k_2 z - \omega_2 t)}) : 3\epsilon_0 \chi^{(3)} c_1^{3/2} (|U_2|^2 + 2|U_1|^2) U_2 e^{i(-k_2 z - \omega_2 t)}. \quad (\text{B.13})$$

La contribution en $\sim |U_i|^2 U_i$ ($i = 1, 2$) traduit l'auto-modulation de phase qui exprime un accroissement de la phase de l'onde optique U_i . La contribution en $\sim |U_j|^2 U_i$ ($i \neq j$) correspond à la modulation de phase croisée et indique que la phase de l'onde U_i augmente en présence de la seconde onde U_j ($i \neq j$).

L'électrostriction contribue aussi à la polarisation non-linéaire :

$$P_{elec} = \epsilon_0 \Delta \epsilon E = \sqrt{c_1} \epsilon_0 \frac{\gamma_e}{\rho_0} [\bar{\rho} e^{i(qz - \Omega t)} + c.c.] \times [U_1 e^{i(k_1 z - \omega_1 t)} + U_2 e^{i(-k_2 z - \omega_2 t)} + c.c.] \quad (\text{B.14})$$

Nous retenons uniquement les termes suivants :

$$O(e^{i(k_1 z - \omega_1 t)}) : \sqrt{c_1} \epsilon_0 \frac{\gamma_e}{\rho_0} \bar{\rho} U_2 e^{i(k_1 z - \omega_1 t)} \quad (\text{B.15})$$

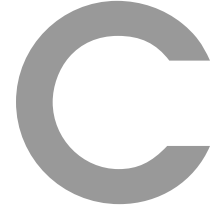
$$O(e^{i(-k_2 z - \omega_2 t)}) : \sqrt{c_1} \epsilon_0 \frac{\gamma_e}{\rho_0} \bar{\rho}^* U_1 e^{i(-k_2 z - \omega_2 t)}. \quad (\text{B.16})$$

Les équations (B.7) et (B.8) s'écrivent finalement :

$$\begin{aligned} 2ik_0(\partial_z + k'\partial_t)U_1 + \nabla_{\perp}^2 U_1 = \\ -2\frac{\omega_0^2}{c^2}n_0n_2(|U_1|^2 + 2|U_2|^2)U_1 - \frac{\omega_0^2}{c^2}\frac{\gamma_e}{\rho_0}\bar{\rho}U_2, \end{aligned} \quad (\text{B.17})$$

$$\begin{aligned} -2ik_0(\partial_z - k'\partial_t)U_2 + \nabla_{\perp}^2 U_2 = \\ -2\frac{\omega_0^2}{c^2}n_0n_2(|U_2|^2 + 2|U_1|^2)U_2 - \frac{\omega_0^2}{c^2}\frac{\gamma_e}{\rho_0}\bar{\rho}^*U_1, \end{aligned} \quad (\text{B.18})$$

et constituent les équations (2.52) et (2.53) du mémoire.



Théorème du Viriel

Cette annexe démontre les principales lois de conservation vérifiées par l'équation NLS (2.94) ainsi que le théorème du Viriel prédisant l'annulation du rayon carré moyen de ses solutions sous certaines conditions.

Conservation de la puissance

Pour prouver l'invariance de l'intégrale de puissance, nous multiplions l'équation (2.94) par U^* et son conjugué par U pour obtenir :

$$iU^*\partial_z U + U^*\nabla_\perp^2 U + |U^2||U|^2 = 0 \quad (\text{C.1})$$

$$-iU\partial_z U^* + U\nabla_\perp^2 U^* + |U^2||U|^2 = 0. \quad (\text{C.2})$$

En soustrayant les équations (C.1) et (C.2) il vient après intégration :

$$d_z ||U||_2^2 = -2\text{Im} \int (U^*\nabla_\perp^2 U) d\vec{r}. \quad (\text{C.3})$$

Puisque $\text{Im}(U^*\nabla_\perp^2 U) = \vec{\nabla}_\perp \cdot \text{Im}(U^*\vec{\nabla}_\perp U)$ et que la solution U et ses dérivées sont nulles à l'infini, on obtient finalement :

$$d_z ||U||_2^2 = 0. \quad (\text{C.4})$$

L'intégrale de puissance est donc un invariant de l'équation (2.94).

Conservation de l'Hamiltonien

Pour démontrer que l'Hamiltonien est invariant, on multiplie l'équation (2.94) par $\partial_z U^*$ et son conjugué par $\partial_z U$, ce qui conduit à :

$$i\partial_z U^* \partial_z U + \partial_z U^* \nabla_\perp^2 U + \partial_z U^* |U|^2 U = 0 \quad (\text{C.5})$$

$$-i\partial_z U \partial_z U^* + \partial_z U \nabla_\perp^2 U^* + \partial_z U |U|^2 U^* = 0. \quad (\text{C.6})$$

En additionnant les équations (C.5) et (C.6), nous obtenons

$$2\text{Re} \left(\int (\partial_z U^* \nabla_\perp^2 U) d\vec{r} + \frac{1}{2} \int d_z |U|^4 d\vec{r} \right) = 0. \quad (\text{C.7})$$

On trouve alors par intégration par parties

$$2\text{Re} \int (\partial_z U^* \nabla_\perp^2 U) d\vec{r} = - \int (\nabla_\perp \partial_z U^* \nabla_\perp U + \nabla_\perp \partial_z U \nabla_\perp U^*) d\vec{r} = -d_z ||\nabla_\perp U||_2^2, \quad (\text{C.8})$$

conduisant à :

$$d_z \left[\frac{1}{2} ||U||_4^4 - ||\nabla_\perp U||_2^2 \right] = 0, \quad (\text{C.9})$$

soit encore :

$$d_z H = 0, \quad (\text{C.10})$$

ce qui démontre que l'Hamiltonien est un invariant de l'équation (2.94).

Théorème du Viriel

Le théorème du Viriel établit que pour certaines conditions initiales $U(z=0, r)$, il existe une distance $z = z_c$ finie telle que $\lim_{z \rightarrow z_c} \langle r^2 \rangle = 0$, où

$$\langle r^2 \rangle = \frac{||rU||_2^2}{P}$$

est le rayon carré moyen d'une solution centrée en $\vec{r} = \vec{0}$. Cette propriété implique la divergence de l'amplitude maximale de U quand $z \rightarrow z_c$.

Etape 1

Pour établir la relation caractéristique du viriel, nous multiplions (2.94) par $r^2 U^*$. En intégrant la partie imaginaire du résultat il vient :

$$d_z \int r^2 |U|^2 d\vec{r} = 2\text{Im} \int r^2 (U^* \nabla_\perp^2 U) d\vec{r} = -2\text{Im} \int r^2 \vec{\nabla}_\perp (U^* \vec{\nabla}_\perp U) d\vec{r}. \quad (\text{C.11})$$

Par commodité technique, introduisons $d\vec{r} = (2^{D-1}\pi)r^{D-1}dr$ et $\nabla_{\perp}^2 = \frac{1}{r^{D-1}}\partial_r r^{D-1}\partial_r$, où D est la dimension de l'espace transverse en symétrie cylindrique. Nous obtenons

$$d_z \int_{-\infty}^{+\infty} r^2 |U|^2 d\vec{r} = -2\text{Im} \int_0^{+\infty} (2^{D-1}\pi)r^{D+1} \frac{1}{r^{D-1}} \partial_r (U^* r^{D-1} \partial_r) U dr \quad (\text{C.12})$$

$$= 4\text{Im} \int_0^{+\infty} (2^{D-1}\pi)r (U^* r^{D-1} \partial_r U) dr \quad (\text{C.13})$$

$$d_z \int r^2 |U|^2 d\vec{r} = 4\text{Im} \int \vec{r} (U^* \vec{\nabla}_{\perp} U) d\vec{r}. \quad (\text{C.14})$$

Etape 2

Ensuite multiplions l'équation (2.94) par $\vec{r} \vec{\nabla}_{\perp} U^*$ et son complexe conjugué par $\vec{r} \vec{\nabla}_{\perp} U$ pour obtenir :

$$i \times 2i\text{Im} \int \vec{r} \vec{\nabla}_{\perp} U^* \partial_z U d\vec{r} + 2\text{Re} \int (\vec{r} \vec{\nabla}_{\perp} U^* \nabla_{\perp}^2 U) d\vec{r} + \int |U|^2 \vec{r} \vec{\nabla}_{\perp} |U|^2 d\vec{r} = 0. \quad (\text{C.15})$$

Le premier terme du membre de gauche se développe en intégrant par parties comme suit :

$$i \times 2i\text{Im} \int (\vec{r} \vec{\nabla}_{\perp} U^*) \partial_z U d\vec{r} = -2\text{Im} \int (\vec{r} \vec{\nabla}_{\perp} U^*) \partial_z U d\vec{r} \quad (\text{C.16})$$

$$= -2d_z \text{Im} \int (\vec{r} \vec{\nabla}_{\perp} U^*) U d\vec{r} + 2\text{Im} \int (\vec{r} \vec{\nabla}_{\perp} \partial_z U^*) U d\vec{r}. \quad (\text{C.17})$$

Le second terme du membre de droite de l'équation précédente s'écrit :

$$2\text{Im} \int (\vec{r} \vec{\nabla}_{\perp} \partial_z U^*) U d\vec{r} = 2D\text{Im} \int U^* \partial_z U d\vec{r} + 2\text{Im} \int \vec{r} \partial_z U \vec{\nabla}_{\perp} U^* d\vec{r}. \quad (\text{C.18})$$

Le tout conduit à

$$2\text{Im} \int (\vec{r} \vec{\nabla}_{\perp} U^*) \partial_z U d\vec{r} = d_z \text{Im} \int (\vec{r} \vec{\nabla}_{\perp} U^*) U d\vec{r} - D\text{Im} \int U^* \partial_z U d\vec{r}. \quad (\text{C.19})$$

En outre, on sait que

$$-D\text{Im} \int U^* \partial_z U d\vec{r} = \frac{D}{2} \int (U^* i \partial_z U - U i \partial_z U^*) d\vec{r}$$

et $i \partial_z U = -\nabla_{\perp}^2 U - |U|^2 U$. Par conséquent

$$i \times 2i\text{Im} \int \vec{r} \vec{\nabla}_{\perp} U^* \partial_z U d\vec{r} = -d_z \text{Im} \int (\vec{r} \vec{\nabla}_{\perp} U^*) U d\vec{r} - D \int [|\nabla_{\perp} U|^2 - |U|^2 |U|^2] d\vec{r}. \quad (\text{C.20})$$

Le deuxième terme du membre de gauche de l'équation (C.15) s'écrit :

$$2\text{Re} \int (\vec{r} \vec{\nabla}_{\perp} U^* \nabla_{\perp}^2 U) d\vec{r} = \int (\vec{r} \vec{\nabla}_{\perp} U^* \nabla_{\perp}^2 U) d\vec{r} + \int (\vec{r} \vec{\nabla}_{\perp} U \nabla_{\perp}^2 U^*) d\vec{r} \quad (\text{C.21})$$

avec

$$\int (\vec{r} \vec{\nabla}_{\perp} U^* \nabla_{\perp}^2 U) d\vec{r} = - \int |\vec{\nabla}_{\perp} U|^2 d\vec{r} - \int (\vec{r} \nabla_{\perp}^2 U^* \vec{\nabla}_{\perp} U) d\vec{r} + (D-1) \int |\vec{\nabla}_{\perp} U|^2 d\vec{r}, \quad (\text{C.22})$$

pour obtenir

$$2\text{Re} \int (\vec{r} \vec{\nabla}_{\perp} U^* \nabla_{\perp}^2 U) d\vec{r} = (D-2) \|\vec{\nabla}_{\perp} U\|_2^2. \quad (\text{C.23})$$

On peut remarquer que ce terme s'annule lorsque $D = 2$, c'est-à-dire dans le plan de diffraction transverse (x, y) de dimension égale à 2.

Le troisième terme du membre de gauche de l'équation (C.15) se développe ainsi :

$$\int |U|^2 \vec{r} \vec{\nabla}_{\perp} |U|^2 d\vec{r} = \frac{1}{2} \int \vec{r} \vec{\nabla}_{\perp} |U|^4 d\vec{r}. \quad (\text{C.24})$$

Au total, nous obtenons

$$4d_z \text{Im} \int \vec{r} (U^* \vec{\nabla}_{\perp} U) d\vec{r} = 4[2\|\vec{\nabla}_{\perp} U\|_2^2 + D \int [\frac{|U|^4}{2} - |U|^2 |U|^2] d\vec{r}]. \quad (\text{C.25})$$

Maintenant, si on calcule la dérivée en z de l'équation (C.14), nous obtenons :

$$d_z^2 \int r^2 |U|^2 d\vec{r} = 8[\|\vec{\nabla}_{\perp} U\|_2^2 - \frac{D}{4} \int |U|^4 d\vec{r}] \quad (\text{C.26})$$

et en utilisant la définition de l'Hamiltonien H , nous obtenons

$$Pd_z^2 \langle r^2 \rangle = 4 \left[2H + \left(1 - \frac{D}{2}\right) \|U\|_4^4 \right]. \quad (\text{C.27})$$

C'est l'égalité du viriel [57, 106]. Les implications discutées dans le chapitre 2 reposent sur l'annulation de $\langle r^2 \rangle$ lorsque $d_z^2 \langle r^2 \rangle$ est négatif, i.e., lorsque $D \geq 2$ et $H < +\infty$.



Comparaison des codes SBS_3D et SBS_3D_EXP

Cette annexe présente les parties du code principal SBS_3D réécrites pour pouvoir décrire des fichiers de données (expérimentales ou construites numériquement). Dans ce qui suit, les fichiers de données [profils de fluence et de phase et de puissance en temps] sont repérables à l'indication *.modif. Les indications « boîte remplie » et « boîte non remplie » désignent les configurations de type onde-plane ou à bords nuls. L'extrait ci-dessous redimensionne la boîte numérique en temps et en espace ainsi que la fluence pour attribuer une intensité moyenne au profil simulé.

Conditions initiales

```
! LECTURE DES DONNEES SBS 3D
OPEN (20, FILE = 'indata.dat', ...
STATUS = 'UNKNOWN', RECL = 1024)
  READ (20, *)time_limit      ! CPU time/proc
  READ (20, *)out             ! out timestep
  READ (20, *)tp              ! tp in ns
  READ (20, *)I0              ! I0 in GW / cm ^ 2
  READ (20, *)Iback           ! intensity (z = L)
  READ (20, *)wx              ! x-width in cm
```

```
      READ (20, *)wy                                ! y-width in
      cm
      READ (20, *)super_N                          ! Supergaussian x
      READ (20, *)super_M                          ! Supergaussian y
      READ (20, *)super_T1                         ! Supergaussian t
      READ (20, *)super_T2                         ! Supergaussian t
      READ (20, *)Plasma_Model                     ! (0=stat & 1=dyn)
      READ (20, *)modul                            ! Modulation Frequency
      READ (20, *)m                                ! Modulation Depth
      READ (20, *)L                                ! L in cm
      CLOSE (20)

```

```
! LECTURE DES DONNEES par SBS 3D EXP
dim_xb=3200
dim_yb=3200
allocate(xb(dim_xb),yb(dim_yb),fluenceb(dim_xb,dim_yb),...
phaseb(dim_xb,dim_yb))

!BOITE NON REMPLIE : CRENEAU SPATIAL
delta_xb=(lx/2)/REAL(dim_xb,8)
delta_yb=(ly/2)/REAL(dim_yb,8)

!BOITE REMPLIE
!delta_xb=lx/REAL(dim_xb,8)
!delta_yb=ly/REAL(dim_yb,8)

dim_tb=8193
!dim_tb_pow=16385
dim_tb_pow=8193
allocate(tb(dim_tb_pow),powerb(dim_tb_pow),phase_tb(dim_tb),...
e_t(dim_t),tb_II(dim_tb))
delta_tb=(t_end-t_start)/REAL(dim_tb_pow-1,8)
!IF (my_rank.EQ.0) PRINT*, 'delta_tb',delta_tb
delta_tb_II=(t_end-t_start)/REAL(dim_tb-1,8)

DO k=1,dim_yb
!BOITE NON REMPLIE : CRENEAU SPATIAL
yb(k) = (ylo/2) + REAL(k,8)*delta_yb
!BOITE REMPLIE
!yb(k) = ylo + REAL(k,8)*delta_yb
ENDDO
DO I=1,dim_xb
!BOITE NON REMPLIE : CRENEAU SPATIAL
xb(I) = (xlo/2) + REAL(I,8)*delta_xb
```

```

!BOITE REMPLIE
!xb(I) = xlo + REAL(I,8)*delta_xb
ENDDO

OPEN(40,FILE='fluence_normale_4fois_export.modif',...
STATUS='OLD',RECL=1024)
DO k=1,dim_yb
READ (40,*) fluenceb(:,k)
ENDDO
CLOSE (40)

mean = sum(sum(fluenceb,2))/(dim_xb*dim_yb)
fluenceb = fluenceb/mean

OPEN(41,FILE='phase_normale_4fois_export.modif',...
STATUS='OLD',RECL=1024)
DO k=1,dim_yb
READ (41,*) phaseb(:,k)
ENDDO
CLOSE (41)

!OPEN(42,FILE='puissance_parfaite_export.modif',...
STATUS='OLD',RECL=1024)
OPEN(42,FILE='puissance2_SL_dispersion_export.modif',...
STATUS='OLD',RECL=1024)
DO k=1,dim_tb_pow
READ (42,*) tb(k),powerb(k)
ENDDO
CLOSE (42)
ENDDO

```

La différence principale entre SBS_3D et SBS_3D_EXP réside dans la gestion de fichiers de données lus par le code SBS_3D_EXP. Les parties de code qui suivent montrent la différence entre des conditions initiales analytiques (supergaussienne avec modulation de phase et bruit aléatoire) pour SBS_3D et des conditions initiales basées sur les fichiers de données avec conditions aux bords spécifiques pour SBS_3D_EXP.

Condition aux bords

```
SUBROUTINE boundary(t)
Condition aux bords SBS 3D

IMPLICIT NONE

REAL(8) t,x,y

IF (my_rank.EQ.num_proc-1) THEN

! BACKWARD GAUSSIAN AND PHASE MODULATED
U2(:, :, dim_z)=CMPLX(sqrt(Iback)...
*exp(-t**(2*super_T2)/tp**(2*super_T2)), 0.D0, 8)...
*CMPLX(cos(m*sin(2*pi*modul*t)) sin(m*sin(2*pi*modul*t)), 8)

! BACKWARD CONSTANT
!U2(:, :, dim_z)=CMPLX(0.D0, 0.D0, 8)
DO j=1, dim_y
y=REAL(ylo+j*delta_y, 8)
DO i=1, dim_x
x=REAL(xlo+i*delta_x, 8)
U2(i, j, dim_z)=U2(i, j, dim_z)*exp(-x**(2*super_N)/wx**(2*super_N)...
-y**(2*super_M)/wy**(2*super_M))
ENDDO
ENDDO
ENDIF

IF (my_rank.EQ.0) THEN

!GAUSSIENNE
U1(:, :, 1)=CMPLX(sqrt(I0)...
*exp(-t**(2*super_T1)/tp**(2*super_T1)), 0.D0, 8)

!MODULATION DE PHASE
!U1(:, :, 1)=CMPLX(sqrt(I0)...
*exp(-t**(2*super_T1)/tp**(2*super_T1)), 0.D0, 8)...
*CMPLX(cos(m*sin(2*pi*modul*t)) sin(m*sin(2*pi*modul*t)), 8)

!MODULATION D'AMPLITUDE
!U1(:, :, 1)=CMPLX(sqrt(I0)...
*exp(-t**(2*super_T1)/tp**(2*super_T1)), 0.D0, 8)...
*CMPLX(cos(m*sin(2*pi*modul*t)), 0, 8)
```

```
DO j=1,dim_y
y=REAL(ylo+j*delta_y,8)
DO i=1,dim_x
x=REAL(xlo+i*delta_x,8)
CALL RANDOM_NUMBER(pert_s)
U1(i,j,1)=U1(i,j,1)*exp(-x**(2*super_N)/wx**(2*super_N)...
-y**(2*super_M)/wy**(2*super_M))*(1+noise_s*pert_s)
ENDDO
ENDDO
ENDIF

END SUBROUTINE boundary
```

```
SUBROUTINE boundary(t)
Condition aux bords SBS 3D EXP

IMPLICIT NONE

REAL(8) t,x,y

IF (my_rank.EQ.num_proc-1) THEN
U2(:, :, dim_z)=CMPLX(sqrt(1.e-12*I0)*exp(-t**2/tp**2),0.D0,8)
U2(:, :, dim_z)=CMPLX(0.D0,0.D0,8)
IF ((t.LE.tp).AND.(t.GE.0)) THEN
U2(:, :, dim_z)=CMPLX(sqrt(1.e-12*I0),0.D0,8)
ELSE
U2(:, :, dim_z)=CMPLX(0.D0,0.D0,8)
ENDIF
DO j=1,dim_y
y=REAL(ylo+j*delta_y,8)
DO i=1,dim_x
x=REAL(xlo+i*delta_x,8)
U2(i,j,dim_z)=U2(i,j,dim_z)*exp(-x**2/wx**2-y**2/wy**2)
ENDDO
ENDDO
ENDIF

IF (my_rank.EQ.0) THEN

U1(:, :, 1)=CMPLX(sqrt(I0),0.D0,8)*e_t(compt_t)
U1(:, :, 1)=sqrt(I0)*CMPLX(exp(-t**2/tp**2),0.D0,8)
U1(:, :, 1)=CMPLX(0.D0,0.D0,8)
IF ((t.LE.2.5).AND.(t.GE.-2.5)) THEN
U1(:, :, 1)=CMPLX(sqrt(I0),0.D0,8)
```

```
ELSE
U1(:, :, 1) = CMPLX(0.D0, 0.D0, 8)
ENDIF
DO j=1, dim_y
y=REAL(ylo+j*delta_y, 8)
DO i=1, dim_x
x=REAL(xlo+i*delta_x, 8)

!BOUCLE IF POUR FAIRE UN CRENEAU DANS L'ESPACE
IF (x.GE.-0.1.AND.y.GE.-0.1.AND.x.LE.0.1.AND.y.LE.0.1)
THEN

!FORME ANALYTIQUE GAUSSIENNE OU SUPERGAUSSIENNE
U1(i, j, 1) = U1(i, j, 1) * exp(-x**10/wx**10 - y**10/wy**10) * e(i, j)
!U1(i, j, 1) = U1(i, j, 1) * exp(-x**2/wx**2 - y**2/wy**2)
!U1(i, j, 1) = U1(i, j, 1) * e(i, j)
ELSE

U1(i, j, 1) = CMPLX(0.D0, 0.D0, 8)
ENDIF
ENDDO
ENDDO
compt_t = compt_t + 1
ENDIF

END SUBROUTINE boundary
```

Ici, la différence essentielle réside dans la subroutine « BOUND » qui gère les conditions aux limites, en particulier la périodisation des figures de fluence et de phase transverses sur des dimensions plus grandes que l'échantillon expérimental de base.

Méthode Variationnelle

Cette annexe fournit quelques éléments analytiques complémentaires permettant d'établir les équations (4.8) et (4.9) du mémoire.

Nous partons de l'équation adimensionnée (4.2) et admettons, sur la base des Réfs. [23, 53, 106] que lorsque le champ laser collapse à une distance finie z_c , U tend vers le mode de Townes auto-similaire R qui satisfait l'équation non-linéaire (4.3). Au voisinage de z_c , U s'écrit

$$U \rightarrow_{z \rightarrow z_c} \sqrt{J(z, t)} \times \frac{R(\frac{r}{L(z, t)})}{L(z, t)} \exp(i \int_0^t \frac{du}{L^2(u, t)} + i \frac{L_z(z, t)}{4L(z, t)} r^2) \quad (\text{E.1})$$

où $L(z, t)$ désigne la taille transverse du faisceau qui tend vers zéro lorsque $z \rightarrow z_c$ et $J(z, t)$ décrit les pertes de puissance dues à la dissipation plasma (cf. Réf. [25] par exemple).

Toute la dynamique est décrite à travers $L(z, t)$ qui satisfait

$$\frac{M}{4P_c} L^3 \partial_z^2 L = 1 - J - \frac{L^2}{2P_c} \int R^2 \xi \partial_{\xi} \rho d\vec{\xi}, \quad (\text{E.2})$$

$$\frac{J_z}{J} \simeq -2\nu \frac{J^{K-1}}{L^{2(K-1)}} \frac{\int R^{2K} d\vec{\xi}}{P_c}. \quad (\text{E.3})$$

où $P_c \equiv \int R^2 d\vec{\xi} \simeq 11.7$, $M \equiv \int \xi^2 R^2 d\vec{\xi}$, et $\vec{\xi} \equiv \vec{r}/L(z, t)$.
Puisque $\rho = \Gamma |\psi|^{2K}$ avec $\Gamma = \text{const}$ il vient

$$\int R^2 \xi \partial_{\xi} \rho d\vec{\xi} = \frac{2\pi\Gamma}{L^{2K}} J^K \int_0^\infty \xi^2 R^2 \partial_{\xi} R^{2K} d\xi,$$

avec

$$\begin{aligned}
 \int_0^\infty \xi^2 R^2 \partial_{\xi} R^{2K} d\xi &= K \int_0^\infty \xi^2 R^2 R^{2(K-1)} \partial_{\xi} R^2 d\xi \\
 &= \frac{K}{K+1} \int_0^\infty \xi^2 \partial_{\xi} R^{2(K+1)} d\xi \\
 &= -\frac{K}{K+1} \int_0^\infty \xi R^{2(K+1)} d\xi,
 \end{aligned}$$

Finalement,

$$\int R^2 \xi \partial_{\xi} \rho d\vec{\xi} = -\frac{2K\Gamma}{K+1} \frac{J^K}{L^{2K}} \int R^{2(K+1)} d\vec{\xi}.$$

L'Éq. (E.2) devient alors

$$\frac{M}{4P_c} L^3 \partial_z^2 L = 1 - J + \frac{K\Gamma J^K}{(K+1)L^{2(K+1)}} \frac{\int R^{2(K+1)} d\vec{\xi}}{P_c},$$

soit encore

$$\frac{M}{4P_c} L^3 \partial_z^2 L = 1 - J + C \frac{J^K}{L^{2(K-1)}}$$

où la constante $C > 0$ est définie sous l'équation (4.9).

Finalement, les Éqs. (4.6) et (4.7) deviennent :

$$\frac{M}{4P_c} L^3 \partial_z^2 L = 1 - J + C \frac{J^K}{L^{2(K-1)}}, \quad (\text{E.4})$$

$$\partial_z \ln J \simeq -2\nu A \frac{J^{K-1}}{L^{2(K-1)}}. \quad (\text{E.5})$$

Publications

- J. Rolle, L. Bergé, G. Duchateau, et S. Skupin, Filamentation of ultrashort laser pulses in silica glass and KDP crystal : A comparative study, *Phys. Rev. A*, **90** 023834 (2014)
- J. Rolle, et L. Bergé, Interplay between stimulated Brillouin scattering and Kerr filamentation with an inertial plasma response, *Phys. Rev. A*, **89** 053834 (2014)
- L. Bergé, J. Rolle, et C. Köhler, Enhanced self-compression of mid-infrared laser filaments in argon, *Phys. Rev. A*, **88**, 021816 (2013).

Bibliographie

- [1] physique.chimie.pagesperso-orange.fr/TS_Physique/Physique_7_NOYAUX_MASSE_ENERGIE.htm.
- [2] <http://www-fusion-magnetique.cea.fr/fusion/principes/principes01.htm>.
- [3] <http://eurinsa.insa-lyon.fr/LesCours/physique/AppPhysique/approphys/6applications/FUSION/Pages/Iter.html>.
- [4] <https://crppwww.epfl.ch/tcv/purpose.html>.
- [5] <http://dossier.univ-st-etienne.fr/ltsi/www/slaser/PFfemto/complements/SOAv98.htm>.
- [6] http://www-lmj.cea.fr/fr/experiences/popup/1_photo_chambre.htm.
- [7] <https://www.llnl.gov/str/Atkinson.html>.
- [8] G. P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, San Diego, 2001.
- [9] H. A. Al-Asadi, M. H. Al-Mansoori, S. Hitam, M. I. Saripan, and M. A. Madhi. Particle swarm optimization on threshold exponential gain of stimulated Brillouin scattering in single mode fibers. *Opt. Express*, **19**:1842, 2011.
- [10] T. J. Alexander and L. Bergé. Ground states and vortices of matter-wave condensates and optical guided waves. *Phys. Rev. E*, **65**:026611, 2002.
- [11] H. A. R. Aliabad, M. Fathabadi, and I. Ahmad. Optoelectronic properties of KDP by first principle calculations. *Int. J. Quant. Chem.*, **113**:865, 2013.
- [12] D. Anderson. Variational approach to nonlinear pulse propagation in optical fibers. *Phys. Rev. A*, **27**:3135, 1983.
- [13] D. Anderson, M. Bonnedal, and M. Lisak. Self-trapped cylindrical laser beams. *Phys. Fluids*, **22**:1838, 1979.

- [14] D. Anderson and M. Lisak. Nonlinear asymmetric self-phase modulation and self-steepening of pulses in long optical waveguides. *Phys. Rev. A*, **27** :1393, 1983.
- [15] Y. Aoki and K. Tajima. Stimulated Brillouin scattering in a long single-mode fiber excited with a multimode pump laser. *J. Opt. Soc. Am. B*, **5** :358, 1988.
- [16] G. Arisholm and P. Narum. Transient transverse stimulated Brillouin scattering with a broad-band pump. *IEEE J. Quant. Electron.*, **28** :2075, 1992.
- [17] P. Audebert, Ph. Daguzan, A. Dos Santos, J.-C. Gauthier, J.-P. Geindre, S. Guizard, G. Hamoniaux, K. Krastev, P. Martin, G. Petite, and A. Antonetti. Space-time observation of an electron gas in SiO₂. *Phys. Rev. Lett.*, **73** :1990, 1994.
- [18] I. Bar-Joseph, A. A. Friesem, E. Lichtman, and R. G. Waarts. Steady and relaxation oscillations of stimulated Brillouin scattering in single-mode optical fibers. *J. Opt. Soc. Am. B*, **2** :1606, 1985.
- [19] Michael Bass, C. DeCusatis, J. Enoch, V. Lakshminarayanan, G. Li, C. MacDonald, V. Mahajan, and E. Van Stryland. *Handbook of Optics*, volume 4. McGraw Hill, Third edition, 2009.
- [20] H. Bercegol, R. Courchinoux, M. Josse, and J.-L. Rullier. Observation of laser-induced damage of fused silica initiated by scratches. *Proceedings of the SPIE*, **5647** :78, 2005.
- [21] H. Bercegol, L. Lamaignère, V. Cavarro, and M. Loiseau. Filamentation and surface damage in fused silica with single-mode and multi-mode pulses. *Proceedings of the SPIE*, **5991** :59911Z, 2005.
- [22] L. Bergé. Coalescence and instability of copropagating nonlinear waves. *Phys. Rev. E*, **58** :6606, 1998.
- [23] L. Bergé. Wave collapse in physics : principles and applications to light and plasma waves. *Phys. Rep.*, **303** :259, 1998.
- [24] L. Bergé. Self-compression of 2 μ m laser filaments. *Opt. Express*, **16** :21529, 2008.
- [25] L. Bergé and A. Couairon. A variational method for extended nonlinear Schrödinger systems. *Physica D*, **152** :752, 2001.
- [26] L. Bergé, Cl. Gouédard, J. Schjødt-Eriksen, and H. Ward. Filamentation patterns in Kerr media vs. beam shape robustness, nonlinear saturation and polarization states. *Physica D*, **176** :181, 2003.

- [27] L. Bergé, S. Mauger, and S. Skupin. Multifilamentation of powerful optical pulses in silica. *Phys. Rev. A*, **81** :013817, 2010.
- [28] L. Bergé and J. J. Rasmussen. Multisplitting and collapse of self-focusing anisotropic beams in normal/anomalous dispersive media. *Phys. Plasmas*, **3** :824, 1996.
- [29] L. Bergé and S. Skupin. Self-channeling of ultrashort laser pulses in materials with anomalous dispersion. *Phys. Rev. E*, **71** :065601(R), 2005.
- [30] L. Bergé, S. Skupin, R. Nuter, J. Kasparian, and J.-P. Wolf. Ultra-short filaments in weakly ionized, optically transparent media. *Rep. Prog. Phys.*, **70** :1633, 2007.
- [31] B. Bertussi, P. Cormont, S. Palmier, P. Legros, and J.-L. Rullier. Initiation of laser-induced damages sites infused silica optical components. *Opt. Express*, **17** :11469, 2009.
- [32] V. I. Bespalov and V. I. Talanov. Filamentary structure of light beams in nonlinear liquids. *J. Exp. Theor. Phys. Lett.*, **3** :307, 1966.
- [33] J.-C. Beugnot. *La diffusion Brillouin dans les fibres microstructurées*. PhD thesis, Université de Franche Compté, Besançon, 2007.
- [34] N. Bloembergen. Role of cracks, pores and absorbing inclusions on laser induced damage threshold at surfaces of transparent dielectrics. *Appl. Opt.*, **12** :661, 1973.
- [35] F. Bonneau, P. Combis, J.-L. Rullier, J. Vierne, H. Ward, M. Pellin, M. Savina, M. Broyer, E. Cottancin, J. Tuailon, M. Pellarin, L. Gallais, J.-Y Napoli, M. Perra, H. Bercegol, L. Lamaignère, M. Loiseau, and J. Donohue. Study of UV laser interaction with gold nanoparticles embedded in silica. *Appl. Phys. B : Lasers & Optics*, **75** :803, 2002.
- [36] R. W. Boyd. *Nonlinear Optics*. Academic Press, San Diego, 1992.
- [37] R. W. Boyd, K. Rzaewski, and P. Narum. Noise initiation of stimulated Brillouin scattering. *Phys. Rev. A*, **42** :5514, 1990.
- [38] E. M. Burbidge, E. R. Burbidge, W. A. Fowler, and F. Hoyle. Synthesis of the elements in stars. *Rev. Mod. Phys.*, **29** :547, 1957.
- [39] A. J. Campillo, S. L. Shapiro, and B. R. Suydam. Periodic breakup of optical beams due to self-focusing. *Appl. Phys. Lett.*, **23** :628, 1973.
- [40] R. L. Carman, F. Shimizu, C. S. Wang, and N. Bloembergen. Theory of Stokes pulse shapes in transient stimulated Raman scattering. *Phys. Rev. A*, **2** :60, 1970.

- [41] C. W. Carr, H. B. Radousky, and S. G. Demos. Wavelength dependence of laser-induced damage : Determining the damage initiation mechanisms. *Phys. Rev. Lett.*, **91** :127402, 2003.
- [42] J. R. Carson. Notes on the theory of modulation. *Proceedings of the IRE*, **10** :57, 1922.
- [43] S. Champeaux and L. Bergé. Postionization regimes of femtosecond laser pulses self-channeling in air. *Phys. Rev. E*, **71** :046604, 2005.
- [44] R. Y. Chiao, C. H. Townes, and B. P. Stoicheff. Stimulated Brillouin scattering and coherent generation of intense hypersonic waves. *Phys. Rev. Lett.*, **12** :592, 1964.
- [45] A. Couairon and L. Bergé. Modeling the filamentation of ultrashort pulses in ionizing media. *Phys. Plasmas*, **7** :193, 2000.
- [46] R. Dautray. *La fusion thermonucléaire contrôlée par confinement magnétique*. Édition Masson, France, 1988.
- [47] S. G. Demos, P. DeMange, R. A. Negres, and M. D. Feit. Investigation of the electronic and physical properties of defect structures responsible for laser-induced damage in DKDP crystals. *Opt. Express*, **18** :13788, 2010.
- [48] D. Du, X. Liu, G. Korn, J. Squier, and G. Mourou. Laser-induced breakdown by impact ionization in SiO₂ with pulse widths from 7 ns to 150 fs. *Appl. Phys. Lett.*, **64** :3071, 1994.
- [49] G. Duchateau, G. Geoffroy, A. Belsky, N. Fedorov, P. Martin, and S. Guizard. Interaction of intense femtosecond laser pulses with KDP and DKDP crystals in the short wavelength regime. *J. Phys. Con. Mat.*, **25** :435501, 2013.
- [50] G. Duchateau, G. Geoffroy, A. Dyan, H. Plombini, and S. Guizard. Electron-hole dynamics in normal and deuterated KH₂PO₄ illuminated by intense femtosecond laser pulses. *Phys. Rev. B*, **83** :075114, 2011.
- [51] O. M. Efimov, K. Gabel, S. V. Garnov, L. B. Glebov, S. Grantham, M. Richardson, and M. J. Soileau. Color-center generation in silicate glasses exposed to infrared femtosecond pulses. *J. Opt. Soc. Am. B*, **15** :193, 1998.
- [52] M. D. Feit and J. A. Fleck. Effect of refraction on spot-size dependence of laser-induced breakdown. *Appl. Phys. Lett.*, **24** :169, 1974.
- [53] G. Fibich and G. Papanicolaou. Self-focusing in the perturbed and unperturbed nonlinear Schrödinger equation in critical dimension. *SIAM J. Appl. Math.*, **60** :183, 1999.

- [54] S. Le Floch and P. Cambon. Theoretical evaluation of the Brillouin threshold and the steady-state Brillouin equations in standard single-mode optical fibers. *J. Opt. Soc. Am.*, **20** :1132, 2003.
- [55] R. H. French, R. Abou-Rahme, D. J. Jones, and L. E. McNeil. Absorption edge and band gap of SiO₂ fused silica glass. *Solid-State Opt. Mat.*, **28** :63, 1992.
- [56] F. Y. Genin, A. Salleo, T. V. Pistor, and L. L Chase. Role of light intensification by cracks in optical beakdown on surface. *J. Opt. Soc. Am. B*, **18** :2607, 2001.
- [57] R. T. Glassey. On the blowing up of solutions to the cauchy problem for nonlinear Schrödinger equations. *J. Math. Phys.*, **18** :1794, 1977.
- [58] R. G. Gross. *Fusion energy*. John Wiley & Sons, New-York, 1986.
- [59] L. Guyon, P. Courvoisier, V. Boutou, R. Nuter, A. Vinçotte, S. Champeaux, L. Bergé, P. Glorieux, and J.-P. Wolf. Self-organized bundle of lasing filaments in dense media. *Phys. Rev. A*, **73** :051802(R), 2006.
- [60] G. S. He, C. Lu, Q. Zheng, P. N. Prasad, P. Zerom, R. W. Boyd, and M. Samoc. Stimulated Rayleigh-Bragg scattering in two-photon absorbing media. *Phys. Rev. A*, **71** :063810, 2005.
- [61] D. Hébert, L. Hallo, L. Voisin, T. Desanlis, A. Galtié, B. Bicrel, C. Maunier, P. Mercier, and G. Duchateau. A KDP equation of state for laser-induced damage applications. *J. Appl. Phys.*, **109** :123527, 2011.
- [62] R. A. Heppner, F. L. Walls, W. T. Armstrong, and G. H. Dunn. Cross-section measurements for electron-h₃o⁺ recombination. *Phys. Rev. A*, **13** :1000, 1976.
- [63] R. W. Hopper and D. R. Uhlmann. Mechanism of inclusion damage in laser glass. *J. Appl. Phys.*, **41** :4023, 1970.
- [64] E. P. Ippen and R. H. Stolen. Stimulated Brillouin scattering in optical fibers. *Appl. Phys. Lett.*, **21** :539, 1972.
- [65] T. R. Jarboe. Review of spheromak. *Phys. Plas. Control. Fus.*, **36** :945, 1994.
- [66] L. V. Keldysh. Ionization in the field of a strong electromagnetic wave. *Sov. Phys. JETP*, **20** :1307, 1965.
- [67] P. L. Kelley. Self-focusing of optic beams. *Phys. Rev. Lett.*, **15** :1005, 1965.

- [68] P. K. Kennedy. A first-order model for computation of laser-induced breakdown thresholds in ocular and aqueous media : Part I - Theory. *IEEE J. Quant. Electron.*, **31** :2241, 1995.
- [69] J. Kerr. A new relation between electricity and light : Dielectrified media birefringent. *Philosophical Magazine*, **50** :337, 1875.
- [70] V. I. Kovalev and R. G. Harrison. A new nonlinear-wave-equation formalism for stimulated Brillouin scattering. *Phys. Lett. A*, **374** :2297, 2010.
- [71] V. I. Kovalev, N. E. Kotova, and R. G. Harrison. Effect of acoustic wave inertia and its implication to slow light via stimulated brillouin scattering in an extended medium. *Opt. Express*, **17** :2826, 2009.
- [72] D. I. Kovsh, S. Yang, D. J. Hagan, and E. W. Van Stryland. Non-linear optical beam propagation for optical limiting. *Appl. Opt.*, **38** :5168, 1999.
- [73] E. A. Kuznetsov, J. J. Rasmussen, K. Rypdal, and S. K. Turitsyn. Sharper criteria for the wave collapse. *Physica D*, **87** :273, 1995.
- [74] L. Lamaignière, S. Bouillet, R. Courchinoux, T. Donval, M. Josse, Poncetta J.-C., and H. Bercegol. An accurate, repeatable and well characterized measurement of laser damage density of optical materials. *Rev. Sci. Instrum.*, **78** :103105, 2007.
- [75] L. D. Landau, E. M. Lifshitz, and L. P. Pitaevskii. *Statistical Physics*. Pergamon, New-York, 1980.
- [76] H. Li and K. Ogusu. Dynamic behavior of stimulated Brillouin scattering in a single-mode optical fiber. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **38** :6309, 1999.
- [77] E. Lichtman, A. A. Firsem, R. G. Waarts, and H. H. Yaffe. Stimulated Brillouin scattering excited by two pump waves in single-mode fibers. *J. Opt. Soc. Am. B*, **4** :1397, 1987.
- [78] G. G. Luther and C. J. McKinstrie. Transverse modulational instability of collinear waves. *J. Opt. Soc. Am. B*, **7** :1125, 1990.
- [79] J. F. Lyon, G. Grieger, F. Rau, A. Iiyoshi, P. Navarro, L. M. Kovrizhnykh, O. S. Pavlichenko, and S. M. Hamberger. Stellerators. *Nuc. Fus.*, **30** :1695, 1990.
- [80] T. H. Maiman. Optical and microwave optical experiments in Ruby. *Phys. Rev. Lett.*, **4** :564, 1960.
- [81] T. H. Maiman. Stimulated optical radiation in ruby. *Nature*, **187** :493, 1960.

- [82] J. H. Marburger. Self-focusing : theory. *Prog. Quantum Electron.*, **4** :35, 1975.
- [83] P. Martin, S. Guizard, Ph. Daguzan, G. Petite, P. D'Oliveira, P. Meynadier, and M. Perdrix. Subpicosecond study of carrier trapping dynamics in wide-band-gap crystals. *Phys. Rev. B*, **55** :5799, 1997.
- [84] S. Mauger. *Couplage entre auto-focalisation et diffusion Brillouin stimulée pour une impulsion laser nanoseconde dans la silice*. PhD thesis, Université Paris-Sud, Orsay, 2011.
- [85] S. Mauger, L. Bergé, and S. Skupin. Self-focusing versus stimulated Brillouin scattering of laser pulses in fused silica. *New J. Phys.*, **12** :103049, 2010.
- [86] S. Mauger, L. Bergé, and S. Skupin. Controlling the stimulated Brillouin scattering of self-focusing nanosecond laser pulses in silica glasses. *Phys. Rev. A*, **83** :063829, 2011.
- [87] S. Mauger, L. Bergé, and S. Skupin. Erratum to "controlling the stimulated Brillouin scattering of self-focusing nanosecond laser pulses in silica glasses". *Phys. Rev. A*, **83** :063829, 2011.
- [88] S. Mauger, G. Colin de Verdière, L. Bergé, and S. Skupin. GPU accelerated fully space and time resolved numerical simulations of self-focusing laser beams in SBS-active media. *J. Comput. Phys.*, **235** :606, 2013.
- [89] M. Meena and C. K. Mahadevan. Growth and electrical characterization of l-arginine added KDP and ADP single crystals. *Crystal Research and Technology*, **43** :166, 2008.
- [90] M. Méro, J. Llu, W. Rudolph, D. Ristau, and K. Starke. Scaling laws of femtosecond laser pulse induced breakdown in oxide films. *Phys. Rev. B*, **71** :115109, 2005.
- [91] C. Mézel, G. Duchateau, G. Geneste, and B. Siberchicot. A model for multiphoton absorption in dielectric materials induced by short laser pulses at moderate intensities. *J. Phys. : Condens. Matter.*, **25** :235501, 2013.
- [92] D. Milam. Review and assessment of measured values of the nonlinear refractive-index coefficient of fused silica. *Appl. Opt.*, **37** :546, 1998.
- [93] M. Mlejnek, E. M. Wright, and J. V. Moloney. Dynamic spatial replenishment of femtosecond pulses propagating in air. *Opt. Lett.*, **23** :382, 1998.
- [94] G. A. Mourou, T. Tajima, and S. V. Bulanov. Optics in the relativistic regime. *Rev. Mod. Phys.*, **78** :309, 2006.

- [95] J. R. Murray, J. Ray Smith, R. B. Ehrlich, D. T. Kyrazis, C. E. Thompson, T. L. Weiland, and R. B. Wilcox. Experimental observation and suppression of transverse stimulated Brillouin scattering in large optical components. *J. Opt. Soc. Am. B*, **6** :2402, 1989.
- [96] J.-Y. Napoli, L. Gallais, B. Bertussi, A. Duriang, M. Commandré, J.-L. Rullier, F. Bonneau, and P. Combis. Localized pulsed laser interaction submicronic gold particles embedded in silica : a method for investigation laser damage initiation. *Opt. Express*, **11** :824, 2003.
- [97] J. Neauport, P. Cormont, L. Lamaignière, C. Ambard, F. Pilon, and H. Bercegol. Concerning the impact of polishing induced contamination of fusion silica optics on the laser-induced damage density at 351 nm. *Opt. Commun.*, **281** :3802, 2008.
- [98] T. A. Niday, E. M. Wright, M. Kolesik, and J. V. Moloney. Stability and transient effects in nanosecond ultraviolet light filaments in air. *Phys. Rev. E*, **72** :016618, 2005.
- [99] J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiersen, and G. Zimmerman. Laser of compression of matter to super-high densities : thermonuclear (ctr) applications. *Nature*, **239** :139, 1972.
- [100] Y. Okawachi, M. S. Bigelow, J. E. Sharping, Z. M. Zhu, A. Schweinsberg, D. J. Gauthier, R. W. Boyd, and L. A. Gaeta. Tunable all-optical delays via Brillouin slow light in an optical fiber. *Phys. Rev. Lett.*, **94** :153902, 2005.
- [101] S. Papernov and A. W. Schmid. Correlation between embedded single gold nanoparticles in SiO_2 thin film and nanoscale crater formation induced by pulsed-laser radiation. *J. Appl. Phys.*, **92** :5720, 2002.
- [102] S. Papernov and A. W. Schmid. Using gold nanoparticles as artificial defect in thin film : what have we learn about laser-induced damage driven by localized absorbers? *Proceedings of the SPIE*, **6403** :64030D, 2007.
- [103] J. R. Peñano, P. Sprangle, B. Hafizi, W. Manhelmer, and A. Ziegler. Transmission of intense femtosecond laser pulses into dielectrics. *Phys. Rev. E*, **72** :036412, 2005.
- [104] W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky, and W. T. Vetterling. *Numerical Recipes*. Cambridge University Press, Cambridge, 1989.
- [105] S. C. Rae and K. Burnett. Detailed simulations of plasma-induced spectral blueshifting. *Phys. Rev. A*, **46** :1084, 1992.

- [106] J. J. Rasmussen and K. Rypdal. Blow-up in nonlinear Schrödinger equations-I A general review. *Phys. Scr.*, **33** :481, 1986.
- [107] L. Ren and Y. Tomita. Transient and nonlinear analysis of slow-light pulse propagation in an optical fiber via stimulated Brillouin scattering. *J. Opt. Soc. Am. B*, **26** :1281, 2009.
- [108] J. Rolle and L. Bergé. Interplay between stimulated Brillouin scattering and Kerr filamentation with an inertial plasma response. *Phys. Rev. A*, **89** :053834, 2014.
- [109] J. M. Sajer. Effet Brillouin stimulé transverse induit dans les optiques d'une chaîne de puissance. *Rapport CEA/CESTA/DLP/SC-PL/LPL - DO N 113*, 2001.
- [110] J. M. Sajer. Stimulated Brillouin scattering and front surface damage. *Proceedings of the SPIE*, **5273** :129, 2004.
- [111] T. Sasaki and A. Yokotani. Growth of large KDP crystals for laser fusion experiments. *Journal of Crystal Growth*, **99** :820, 1990.
- [112] L. Schaffer. *Interaction of femtosecond laser pulse with transparent materials*. PhD thesis, Harvard University, Cambridge, 2001.
- [113] A. L. Schawlow and C. H. Townes. Infrared and optical masers. *pr0*, 1940 :112, 1990.
- [114] J. Schwarz and J.-C. Diels. Analytical solution for UV filaments. *Phys. Rev. A*, **65** :013806, 2001.
- [115] Y. R. Shen. *The Principles of Nonlinear Optics*. John Wiley & Sons, New-York, 1984.
- [116] S. Skupin and L. Bergé. Self-guiding of femtosecond light pulses in condensed media : Plasma generation versus chromatic dispersion. *Physica D*, **220** :14, 2006.
- [117] S. Skupin, L. Bergé, U. Peschel, F. Lederer, G. Méjean, J. Yu, J. Kasparian, E. Salmon, J. P. Wolf, M. Rodriguez, L. Wöste, R. Bourayou, and R. Sauerbrey. Filamentation of femtosecond light pulses in the air : Turbulent cells versus long-range clusters. *Phys. Rev. E*, **70** :046602, 2004.
- [118] D. Strickland and G. Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses. *Opt. Commun.*, **56** :219, 1985.
- [119] B. C. Stuart, M. D. Feit, A. M. Rubenchik, B. W. Shore, and M. D. Perry. Laser-induced damage in dielectrics with nanosecond to subpicosecond pulses. *Phys. Rev. Lett.*, **74** :2248, 1995.
- [120] L. Sudrie, A. Couairon, M. Franco, B. Lamouroux, B. Prade, S. Tzortzakis, and A. Mysyrowicz. Femtosecond laser-induced

- damage and filamentary propagation in fused silica. *Phys. Rev. Lett.*, **89** :186601, 2002.
- [121] C. Sulem and P.-L. Sulem. *The Nonlinear Schrödinger Equation : Self-focusing and Wave collapse*. Springer-Verlag, New York, First edition, 1999.
- [122] T. R. Taha. Parallel split-step Fourier methods for the coupled nonlinear Schrödinger type equations. *The Journal of SuperComputing*, **32** :5, 2005.
- [123] C. L. Tang. Saturation and spectral characteristics of the Stokes emission in the stimulated Brillouin process. *J. Appl. Phys.*, **37** :2945, 1966.
- [124] S. Tzortzakis, L. Sudrie, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, and L. Bergé. Self-guided propagation of ultrashort IR laser pulses in fused silica. *Phys. Rev. Lett.*, **87** :213902, 2001.
- [125] G. C. Valley. A review of stimulated Brillouin scattering excited with a broad-band pump laser. *IEEE J. Quant. Electron.*, **22** :704, 1986.
- [126] A. Vinçotte and L. Bergé. $\chi^{(5)}$ susceptibility stabilizes the propagation of ultrashort laser pulses in air. *Phys. Rev. A*, **70** :061802(R), 2004.
- [127] C. S. Wang. Theory of stimulated Raman scattering. *Phys. Rev.*, **182** :482, 1969.
- [128] H. Ward and L. Bergé. Temporal shaping of femtosecond solitary pulses in photoionized media. *Phys. Rev. Lett.*, **90** :053901, 2003.
- [129] M. I. Weistein. *The Nonlinear Schrödinger equations and sharp interpolation estimates*. Springer-Verlag, New York, First edition, 1983.
- [130] M. I. Weistein. Nonlinear Schrödinger equations and sharp interpolation estimates. *Commun. Math. Phys.*, **87** :567, 1983.
- [131] J. A. Wheeler, A. Borot, S. Monchocé, H. Vincenti, A. Ricci, A. Malvache, R. Lopez-Martens, and F. Quéré. Attosecond lighthouses from plasma mirrors. *Nature Photon.*, **6** :829, 2012.
- [132] E. Yablonovitch and N. Bloembergen. Avalanche ionization and the limiting diameter of filaments induced by light pulses in transparent media. *Phys. Rev. Lett.*, **29** :907, 1972.
- [133] Z. Zhu, D. J. Gauthier, and R. W. Boyd. Stored light in an optical fiber via stimulated Brillouin scattering. *Science*, **318** :1748, 2007.